

**Experimentelle Untersuchung der Zündung und Ausbildung
von Lichtbogenfußpunkten auf kalten Kathoden**

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von
K.-P. NACHTIGALL
Schwelm

Bochum 1988



Experimentelle Untersuchung der Zündung und Ausbreitung
von Lichtbogenentladungen auf festen Elektroden



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**Experimentelle Untersuchung der Zündung und Ausbildung
von Lichtbogenfußpunkten auf kalten Kathoden**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

K.-P. NACHTIGALL

Schwelm

Bochum 1988

Experimentelle Untersuchungen zur Wirkung von ...
auf die ...

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der
Naturwissenschaften
an der ...

VON
K. F. NACHTRIEB

Dissertation eingereicht am: 17. Mai 1988
Tag der mündlichen Prüfung: 20. Juni 1988
Referent : Prof. Dr. rer. nat. J. Mentel
Koreferent: Prof. Dr. rer. nat. E. Kneller

Vorwort

Diese Arbeit wurde in der Arbeitsgruppe für Grundlagen der Elektrotechnik und elektrische Entladungen am Lehrstuhl für allgemeine Elektrotechnik und Elektrooptik der Ruhr – Universität Bochum durchgeführt. Sie wurde von der deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

Mein herzlicher Dank gilt

Herrn Prof. Dr. Mentel für die Betreuung, Beratung und das mir entgegengebrachte Vertrauen.

Herrn Pohl und Herrn Haas von der Fa. Siemens/Erlangen für ihre Diskussionsbereitschaft und fachliche Unterstützung zu Beginn dieser Arbeit,

sowie Herrn Prof. Dr. Kneller für die Bereitstellung eines Rasterelektronenmikroskops, eines Interferenzmikroskops und die Übernahme des Koreferates

und allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für die gute Zusammenarbeit. Der mechanischen Werkstatt danke ich für ihre freundliche Hilfsbereitschaft und hervorragende Arbeit.

Inhalt	Seite
0. Zusammenfassung	1
1. Einleitung	4
2. Versuchsanordnung	7
2.1 Entladungsanordnung	7
2.2 Elektrische Versuchs- und Meßeinrichtung	10
3. Untersuchung der Lichtbogenkommutierung	18
3.1. Elektrische Messungen	18
3.1.1 Summenhäufigkeitsverteilung der Kommutierungszeiten bei Graphit, Kupfer und Stahl	18
3.1.2 Deutung der gemessenen Verteilungen	27
3.1.3 Abschätzung der elektrischen Feldstärke vor der Kommu- tierung aus Sondenstrom und Sondenspannung	31
3.1.4. Der Einfluß von Oxydschichten auf die Kommutierung	37
3.1.4.1 Summenhäufigkeitsverteilung der Kommutierungszeiten bei Kupfer für verschiedene Oxydschichtdicken	37
3.1.5 Der Einfluß von UV - Strahlung auf die Kommutierungszeit	46
3.1.6 Der Einfluß der Austrittsarbeit auf die Kommutierungszeit	52
3.1.7 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den elektrischen Messungen	57

3.2.	Elektronenmikroskopische Untersuchungen	60
3.2.1	Untersuchung an Graphit-, Kupfer- und Stahl- Elektroden	60
3.2.1.1	Kraterstruktur auf Kupferelektroden	63
3.2.1.2	Kraterstruktur auf Stahlelektroden	73
3.2.1.3	Kraterstruktur auf Graphitelektroden	75
3.2.2	Zusammenfassung der elektronenmikroskopischen Untersuchungen	77
3.3.	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	78
3.3.1	Die Bogenbewegung im Entladungsgefäß und vor der Kathode	78
3.3.2.	Schmieraufnahmen	88
3.3.2.1	Die Fußpunktzündung auf der Kathode	90
3.3.2.2	Schattenaufnahmen von der Fußpunktzündung auf der Kathode	93
3.4.	Stromdichtebestimmung im Fußpunktkrater	97
3.4.1	Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse aus 3.3. und 3.4.	100

3.5.	Spektroskopische Untersuchungen	101
3.5.1.	Die Stark—Aufspaltung der He—Linie bei 492.2nm	105
3.5.1.1	Bestimmung der Teilchendichte und der Elektronentem— peratur im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode	109
3.5.1.2	Bestimmung der elektrischen Feldstärke im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode	118
3.5.1.3	Stromdichtebestimmung im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode	119
3.5.2	Zusammenfassung der Ergebnisse aus den spektros- kopischen Untersuchungen	122
4.	Gesamtdeutung der experimentellen Ergebnisse	123
5.	Literaturverzeichnis	126
6.	Lebenslauf	139

Um die Fußpunktzündung von Lichtbögen auf kalten Kathoden zu untersuchen, wurde eine Entladungsanordnung entwickelt, mit der es möglich ist, einen Lichtbogen mit einem Strompuls von 150 – 450 A und 10 ms Dauer in Luft und anderen Gasen unter Atmosphärendruck zu betreiben.

Der Lichtbogen wird durch ein transversales Magnetfeld gegen eine kathodische Elektrode geblasen, die seitlich in das Entladungsgefäß eingeführt wird. Diese übernimmt für einige 100 ns bis zu maximal 500 μ s den Bogenstrom.

Die Übernahme des Lichtbogens durch die kathodische Elektrode oder Kommutierungselektrode wird durch die Zündung von Lichtbogenfußpunkten auf der Elektrodenoberfläche eingeleitet.

Es wurden die Zündverzugszeiten für Kathoden aus Graphit, Kupfer, Stahl sowie Magnesium und Cer gemessen. Die Zündverzugszeit wurde definiert als die Zeit zwischen dem Einschalten des magnetischen Blasfeldes und der Zündung von ersten Fußpunkten auf der Kommutierungselektrode. Die gemessenen Zeiten schwankten bei allen Materialien sehr stark. Die Summenhäufigkeitsverteilungen der Kommutierungszeiten steigen zunächst steil an, gehen in ein Plateau über und steigen dann nochmals steil auf 100 % an. Die kurzen Kommutierungszeiten des ersten Anstiegs von einigen Mikrosekunden bis zu ca. 250 μ s konnten auf Mikrokratzer auf der Kathodenoberfläche zurückgeführt werden, die für die Fußpunktzündung günstige Emissionsgebiete darstellen. Es zeigte sich, daß bei Materialien wie Magnesium und Cer, deren Austrittsarbeiten wesentlich niedriger als die der übrigen Materialien sind, auch die Zündverzugszeiten deutlich kleiner sind.



Die Untersuchungen mit oxydierten Kupferelektroden ergaben, daß der Einfluß von Oxydschichten mit Dicken zwischen 3 und ca. 200 nm auf die Zündverzugszeit gering ist.

Aus den gemessenen Sondenspannungen und – strömen wurde die Ausdehnung der Glimmentladungszone vor der Kathodenoberfläche vor dem Umschlag in die Bogenentladung abgeschätzt. Dabei handelt es sich offenbar um eine stark kontrahierte Glimmentladung, die die Fußpunktbildung durch Elektronen – Feldemission einleitet.

Schmieraufnahmen zeigten, daß das Bogenplasma mit einem Brennfleck auf der Kathodenoberfläche ansetzt, dessen Durchmesser zwischen 20 und 40 μm liegt und damit die gleiche Größe wie die kontrahierte Glimmentladung hat. Daraus wurde eine Stromdichte von 10^{10} bis $4 \cdot 10^{10} \text{ Am}^{-2}$ im Brennfleck bestimmt.

Die elektronenmikroskopischen Aufnahmen zeigen in diesem Brennfleck einzelne Fußpunktkrater mit Durchmessern $\Phi \leq 3 \mu\text{m}$ bei Kupfer und Stahl. Bei den Graphitelektroden konnten die Kraterdurchmesser bis zu 50 μm betragen. Es ergaben sich abhängig vom Material und der Oxydschichtdicke für die größeren Krater unterschiedliche Kraterstrukturen. Während bei den Metallelektroden die Fußpunkte in relativ großen Abständen voneinander zünden, bilden sich bei den Graphitelektroden zusammenhängende Laufspuren.

Aus den elektronenmikroskopischen Aufnahmen und der Hochgeschwindigkeitsphotographie und simultaner Registrierung des Stromes durch die Kommutierungselektrode konnte die Stromdichte im Fußpunktkrater zu einigen 10^{10} bis 10^{12} Am^{-2} abgeschätzt werden.

Der Einfluß von Photoelektronen aus der Kommutierungselektrode auf die Zünd-

verzugszeiten wurde zum einen mit einem gepulsten UV – Stickstofflaser und zum anderen mit einem Dauerstrich – UV – Cadmiumlaser untersucht. Die Messungen zeigten, daß die mit einer starken UV – Strahlung erzeugten Photoelektronen die Zündverzugszeiten nicht beeinflussen. Der Photoeffekt spielt bei der Fußpunktzündung offenbar nur eine untergeordnete Rolle.

Zur spektroskopischen Untersuchung des Fußpunktplasmas wurde das Entladungsgefäß mit Helium gefüllt. Die mit Hilfe der Stark – Verbreiterung der Heliumlinie bei 492,2 nm bestimmte Elektronendichte N_e im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kommutierungselektrode ergab Werte zwischen $1,7 \cdot 10^{22}$ und $4,5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Aus N_e und der über die Saha – Gleichung ermittelten Elektronentemperatur wurde die elektrische Leitfähigkeit σ im Kathodenbrennfleck abgeschätzt. Neben der durch die statistischen Mikrofelder hervorgerufenen "verschmierten" Aufspaltung der Heliumlinie zeigte das Linienprofil auch Strukturen, die als Aufspaltung der Heliumlinie in diskrete Komponenten durch die gerichtete Feldstärke im Bogenansatz gedeutet wurden.

Aus dem Vergleich zwischen dem bekannten Aufspaltungsbild und den gemessenen Strukturen konnte die Feldstärke zu 60 bis 75 kVcm^{-1} bestimmt werden. Für die Stromdichte wurden aus dem Produkt $\sigma \cdot E = J$ Werte zwischen $2 \cdot 10^{10}$ und $3,5 \cdot 10^{10} \text{ Am}^{-2}$ im Bogenansatz ermittelt.

Sie deckt sich mit den aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und den elektrischen Messungen bestimmten Stromdichten im Bogenansatz.

Aus der Untersuchung ergibt sich als anwendungsbezogene Folgerung: Mikrokratzer führen im Mittel zu kurzen Verzugszeiten, jedoch mit starken statistischen Schwankungen, niedrige Austrittsarbeiten dagegen generell zu kurzen Verzugszeiten bei der Fußpunktzündung.

Die in dieser Arbeit gemachten Untersuchungen sollen Aufschlüsse über die Zündung von Bogenfußpunkten auf kalten Elektroden geben.

In der Schaltertechnik ist man bestrebt, die Fußpunkte des Lichtbogens, der beim Öffnen eines stromführenden Schalters zwischen den Schaltkontakten entsteht, möglichst schnell auf sog. Laufschienen zu treiben. Dadurch soll ein starker Abbrand der mit Silber oder Silberverbundwerkstoffen beschichteten Kontakte vermieden werden.

Die Fußpunkte verlöschen auf den Kontakten, sobald der Lichtbogen auf die Laufschienen kommutiert ist. Anschließend wird der Lichtbogen in eine Löschanordnung getrieben und zum Verlöschen gebracht.

Mit einer Verkürzung der Verweildauer des Lichtbogens zwischen den Kontakten ließe sich eine Erhöhung der Schaltleistung oder eine Verlängerung der Lebensdauer von Schaltern erreichen.

Bei Lasern, die mit einer Hochdruckglimmentladung gepumpt werden, soll dagegen die Fußpunktzündung auf Metallelektroden vermieden werden. Sie leitet häufig den Umschlag von Glimmentladungen, die einen Laser pumpen, in eine kontrahierte Bogenentladung ohne optische Verstärkung ein.

Der entscheidende Vorgang beim Umschlag von der Glimm- in die Bogenentladung ist mit großer Wahrscheinlichkeit die Bildung eines ersten Fußpunktes auf der kathodischen Elektrode.

Deshalb ist es vor allem Ziel dieser Arbeit, die Vorgänge vor der Kathode vor und während der Fußpunktzündung zu untersuchen.

Dabei tritt die Frage auf, welcher Zündmechanismus die Fußpunktbildung einleitet.

Die thermische Elektronenemission spielt bei der Kommutierung des Lichtbogens auf der kathodischen Elektrode sicherlich keine Rolle. Für diesen Mechanismus sind zur Aufrechterhaltung des Stromes so hohe Temperaturen auf der Kathodenoberfläche erforderlich, daß sie während der Zündphase nicht erreicht werden können.

Es ist deshalb anzunehmen, daß bei der Zündung der weitaus größte Teil der Elektronen durch ein hohes elektrisches Feld aus der Kathode herausgezogen wird unterstützt von Ionenbombardement und Photoionisation.

Bei genügend großer Feldstärke von etwa $3 \cdot 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$ führt dies zu einem raschen Anstieg der Elektronenemission.

Die thermische Emission gewinnt erst nach der Fußpunktzündung des Bogenplasmas auf der Kathodenoberfläche an Bedeutung, nachdem sich hohe Kathodentemperaturen im Fußpunktkrater eingestellt haben.

Um Aussagen über den Strom, die Teilchendichte und die Elektronentemperatur im Bogenansatz und im Fußpunktkrater machen zu können, werden die Vorgänge an der Grenzschicht zwischen Bogenplasma und Kathode optisch und spektroskopisch untersucht und die elektrischen Vorgänge mit hoher Zeitauflösung registriert.

Mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen soll die Bogenbewegung im Entladungsgefäß und die Fußpunktzündung auf der Kathode verfolgt werden. Elektronenmikroskopische Bilder von der Kathodenoberfläche nach der Fußpunktzündung sollen Aussagen über Kraterstruktur, Stromdichte und Emissionsmechanismen, die die Fußpunktbildung einleiten, liefern.

Durch Variation des magnetischen Blasfeldes, das den Lichtbogen gegen die Kathode bläst, und der Überspannung, mit der die Zündung eines Fußpunktes eingeleitet wird, soll das Kommutierungsverhalten des Lichtbogens untersucht werden. Zu diesem Zweck werden neben blanken Elektroden aus Kupfer, Stahl, Graphit Magnesium und Cer auch Kupferelektroden mit definierten Oxydschichtdicken verwendet.

Die aus diesen Untersuchungen gewonnenen Daten sollen helfen, die Vorgänge an der Grenzschicht zwischen Festkörper nämlich der Kathode und dem Plasma verständlicher zu machen.

Für die Untersuchungen wurde ein Meßobjekt gewählt, das sich einesteils durch definierte Verhältnisse auszeichnet, andererseits näherungsweise die Eigenschaften eines realen Schaltlichtbogens besitzt.

Abb. 1 zeigt den Querschnitt durch die Entladungsanordnung. Sie besteht im wesentlichen aus einer Kathode K im unteren Bildteil und einer Anode A im oberen Bildteil. Die Kontaktöffnung und damit das Zünden des Lichtbogens geschieht durch pneumatisches Ziehen einer Graphitelektrode ZE, wobei der Lichtbogen den vom Zündstab freigegebenen Raum ausfüllt. Dadurch wird vermieden, daß sich die bei einer Drahtzündung explosionsartig verteilenden Metallteilchen u.a. auf der Kommutierungselektrode niederschlagen und dort zu undefinierten Oberflächenveränderungen führen.

Da die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden nach [1] bei der Fußpunktzündung eine entscheidende Rolle spielt, sind für die Untersuchungen definierte Elektrodenoberflächen als Anfangsbedingung besonders wichtig.

Die Ziehgeschwindigkeit der Zündelektrode beträgt ca. 7 m/s, so daß der Bogen in ca. 6 ms seine endgültige Länge von 4 cm erreicht hat. Anode und Kathode bestehen aus Graphit.

Die Entladung wird in einem geschlossenen Enladungsgefäß betrieben, damit die Messungen auch mit anderen Gasen als Luft durchgeführt werden können. Das Gefäß besteht aus einem glasfaserverstärkten Polyester – Vierkantrohr mit einer Kantenlänge von 60 mm. Da es sich bei den Untersuchungen um gepulste Entla-

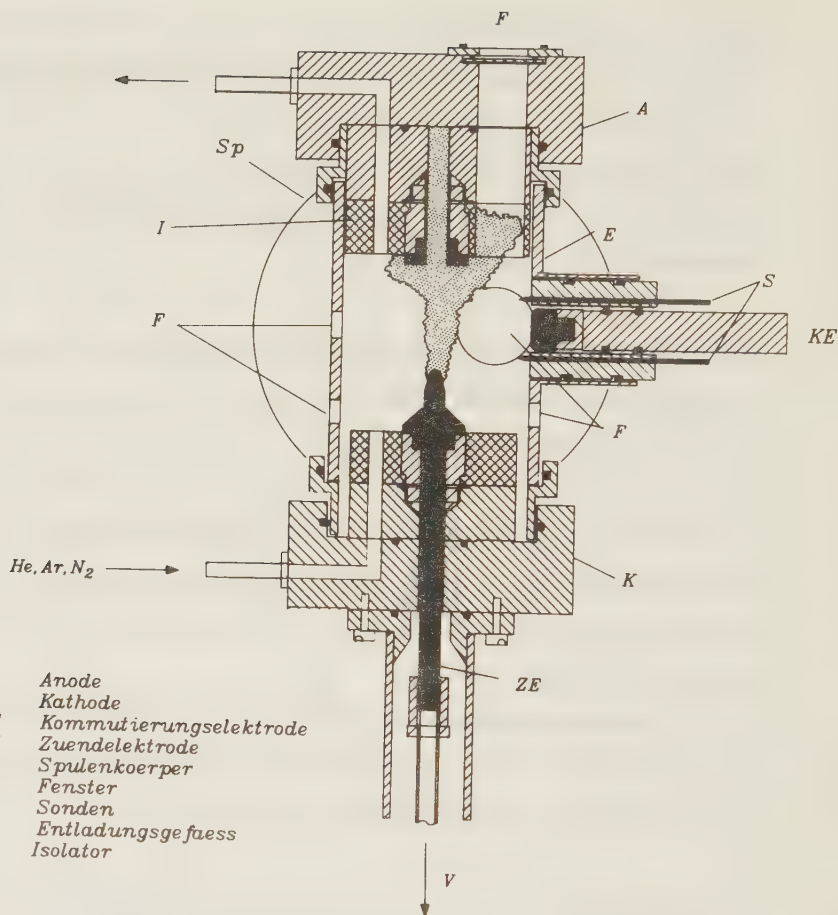


Abb. 1: Querschnitt durch die Entladungsanordnung

dungen mit einer maximalen Pulsdauer von ca. 10 ms handelt, werden die Wände des Entladungsgefäßes thermisch kaum belastet.

Die Kommutierungselektrode KE mit einem Durchmesser von 15 mm wird seitlich in das Entladungsgefäß eingeführt. Sie wird auf einen Kupferstab mit gleichem Durchmesser aufgeschraubt.

Zur Messung des Plasmapotentials befinden sich ober – und unterhalb der Kommutierungselektrode Langmuir – Sonden S aus dünnen Wolframspitzen. Zur optischen Untersuchung des Lichtbogens sind seitlich am Entladungsgefäß in Höhe der Kommutierungselektrode Beobachtungsfenster F aus Quarzglas angebracht.

Das der Kommutierungselektrode gegenüberliegende Quarzfenster F wird für die in 3.1.5 behandelte Bestrahlung der Kommutierungselektrode mit UV – Licht benötigt. Durch die unteren Fenster F wird der Strahl eines Helium – Neon – Lasers hindurchgeführt. Er bildet zusammen mit einer Photodiode eine Lichtschranke, mit der das Verschwinden der Zündelektrode in der Kathode registriert wird.

Zur Erzeugung eines homogenen magnetischen Blasfeldes vor der Kommutierungselektrode sind links und rechts vom Entladungsgefäß Spulen Sp gleicher Windungszahl angebracht.

Die pneumatische Ziehvorrichtung für die Zündelektrode ist vom Entladungsaufbau mechanisch entkoppelt worden. Der Pneumatikzylinder ist über ein Gestell mit Dämpfungsstücken mit dem Laborfußboden verschraubt. Auf diese Weise wurden Schwingungen vom Meßaufbau beim Ziehen des Lichtbogens weitgehend ausgeschaltet.

Für die Experimente wurde ein 400 kW – Gleichstromgenerator benutzt, der bei einer maximalen Generatorspannung von 200 V einen Strom von 2000 A liefern kann.

In Abb. 2 ist die elektrische Anordnung dargestellt. Da die Stromregelung des Gleichstromgenerators für die dynamischen Laständerungen in der elektrischen Anordnung zu träge ist, wurde zusätzlich eine Drossel L in den Stromkreis eingebracht. Diese sorgt für einen konstanten Strom während der gesamten Bogenbrenndauer und übernimmt bei dieser Anordnung die eigentliche Stromregelung. Deshalb wurde in Abb. 2 für den Stromgenerator das Symbol einer Spannungsquelle verwendet.

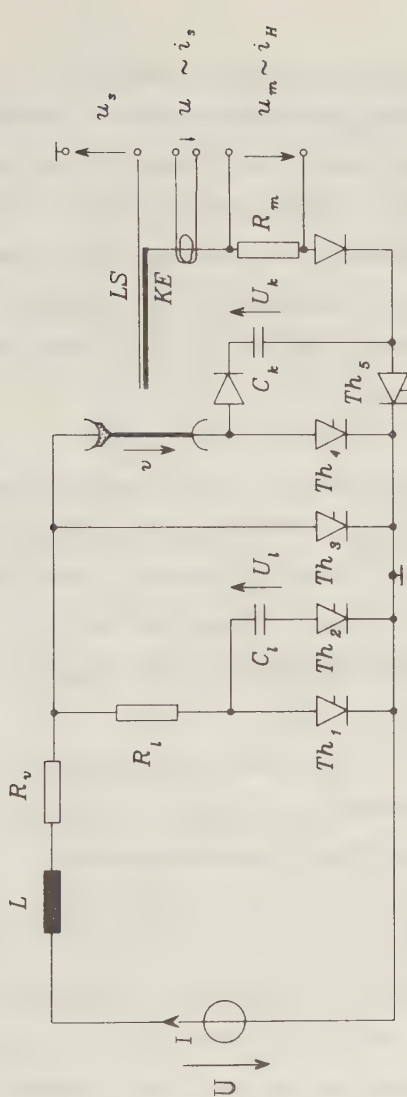
Die Kondensatoren C_1 und C_k wurden vor der Messung mit jeweils einer potentialfreien Spannungsquelle aufgeladen und anschließend von den Anschlußklemmen der Quellen getrennt. Die Kondensatoren werden erst nach der Zündung der Thyristoren Th_2 bzw. Th_5 entladen.

Der Ladekreis wird durch Zünden des Thyristors Th_1 leitend und der Strom auf die gewünschte Größe eingestellt. Durch gleichzeitiges Zünden des Löschthyristors Th_2 und des Thyristors Th_4 verlöscht der Strom im Ladekreis und kommutiert auf den Bogenzündkreis. Der Bogen wird durch pneumatisches Ziehen einer Graphitelektrode auf eine Länge von ca. 4 cm gezogen. Erreicht die Spitze der Zündelektrode ZE die Kathode, so wird über eine Lichtschranke der Thyristor Th_5 getriggert und damit der Kommutierungskreis gezündet. Der Strom durch den Thyristor Th_4 verlöscht und fließt über den vorgeladenen Kondensator C_k und den Thyristor Th_5 nach Masse ($Th_{1,2,3,4,5}$: BBC CS 399 – 12 hB 2).

Elektrische Anordnung

Abb. 2:

Elektrische Anordnung



- I : Stromquelle 2000 ADC
- L : Spule
- KE : Kommutierungselektrode
- Th_1 : Ladekreis
- Th_2 : Loeschthyristor
- Th_3 : Bogenloeschkreis
- Th_4 : Bogenzuendkreis
- Th_5 : Kommutierungskreis

- LS : Langmuir - Sonde
- u_s : Sondenspannung
- i_H : Sondenstrom
- i_H : Hauptstrom

- $R_v = 90 m\Omega$
- $R_i = 214 m\Omega$
- $R_m = 0,6 m\Omega$
- $C_i = 0,8 mF$
- $U_i = 100 V$
- $C_k = 0,32 \dots 0,64 mF$
- $U_k = 90 V$

Gleichzeitig wird ein zur Bogenachse transversales Magnetfeld mit einer Steilheit von ca. 0,4 mT/ μ s eingeschaltet. Der Spulenstrom wird durch die Entladung einer Kondensatorbatterie erzeugt, die mit einem Gesamtwiderstand von ca. 10 Ω belastet wird. Sie besteht aus 40 parallel geschalteten Elkos mit je 4300 μ F/250 VDC und gewährleistet ein konstantes Magnetfeld während der Messung. Durch die auf die Bogensäule wirkende Lorentzkraft wird das Bogenplasma gegen die Kommutierungselektrode geblasen. Diese befindet sich ca. 2 cm von der Achse des unausgelenkten Bogens entfernt.

Die Zusammensetzung der mit der Langmuir – Sonde gemessenen Spannung $u_s(t)$ und ihr Zusammenhang mit dem vor der Kommutierungselektrode anliegenden Potential u_p zeigt Abb. 3. Der zeitliche Verlauf der Sondenspannung wurde mit einem digitalen Speicheroszilloskop (Philips PM 3311(U), 50 MHz) oder einem analogen Speicheroszilloskop (Telequipment OSC. DM 64, 10 MHz) registriert.

Es setzt sich zusammen aus der Kontaktspannung U_0 zwischen der Wolframsonde und dem Plasma, der Bogenteilspannung U_B zwischen Kommutierungselektrode und Kathode und der am Kondensator C_k anliegenden Spannung u_k . Das Plasmapotential u_p vor der Kommutierungselektrode ist gegeben durch:

$$u_p = u_s - U_0 = U_B - u_k$$

Der vorgeladene Kondensator C_k wird nach Zünden des Kommutierungskreises zum Zeitpunkt t_1 durch den konstanten Bogenstrom umgeladen. Dadurch ergibt sich vor der Kommutierungselektrode eine, wie in Abb. 4 dargestellt, linear ansteigende Spannung u_s . Die Anstiegszeit wurde durch die Größe der Kapazität des Kondensators C_k festgelegt.

Bei Erreichen der für die Zündung eines Fußpunktes auf der kathodischen Kommutierungselektrode erforderlichen Zündspannung bricht die Spannung vor der

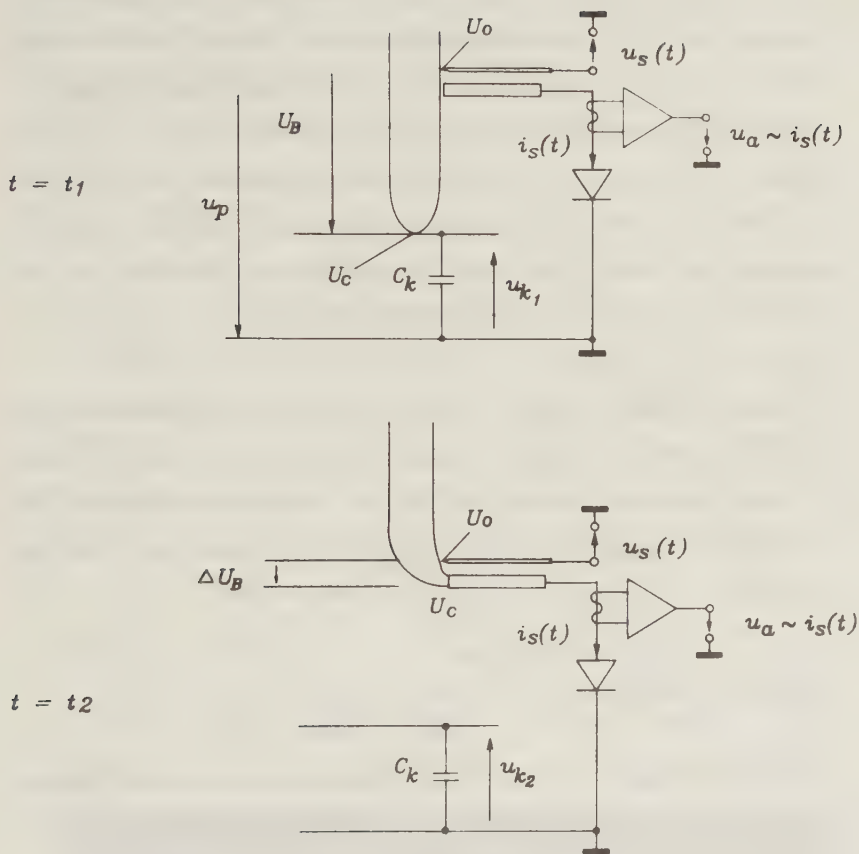


Abb. 3: Zusammensetzung der Sondenspannung u_s und die Lage der Stromzange im Kommutierungskreis zur Messung des Vorstromes i_s

Kommutierungselektrode KE zum Zeitpunkt der Fußpunktzündung t_2 zusammen. Der Strom durch die Kommutierungselektrode steigt mit einer Steilheit von ca. $5 \cdot 10^7$ bis 10^8 A/s auf den Maximalwert an. Vor der Kommutierung fließt ein Sondenstrom, der mit Hilfe einer Stromzange (Philips PM 9355, 12 Hz ... 70 MHz) gemessen wird. Abb. 4 zeigt neben dem Spannungsverlauf ein Beispiel für den Sondenstrom. Dieser Strom setzt sich aus einem raumladungsbegrenzten Ionensaugstrom und einem vor allem durch Gammaprozesse und Photoionisierung vor der Kathodenoberfläche bedingten Townsendstrom zusammen.

Die Sondenspannung u_s und das Potential vor der Kommutierungselektrode ergibt sich für $t \geq t_2$, wie Abb. 3 zeigt, aus der Kontaktspannung U_0 zwischen der Sonde und dem Plasma, dem Spannungsabfall ΔU_B am Plasma zwischen der Sonde und der Kommutierungselektrode und dem Kathodenfall U_c . Daraus folgt für das Plasmapotential:

$$u_p = u_s - U_0 = \Delta U_B + U_c.$$

Die Kommutierungszeit t_k wird hier definiert als die Zeit zwischen dem Zünden des Kommutierungskreises zum Zeitpunkt t_1 und dem Einsetzen der Fußpunktzündung auf der Kathode zum Zeitpunkt t_2 .

Abb. 4 zeigt außerdem die Hochgeschwindigkeitsaufnahme von der Bogenbewegung und der Kommutierung. Der zwischen Anode A (rechts im Bild) und Kathode K (links im Bild) brennende Lichtbogen wird durch das Blasfeld gegen die Kommutierungselektrode KE (oben im Bild) geblasen. Diese übernimmt zum Zeitpunkt t_2 den Bogenstrom durch die Bildung eines leitenden Kanals zum Bogenplasma. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen werden in 3.3. noch eingehender

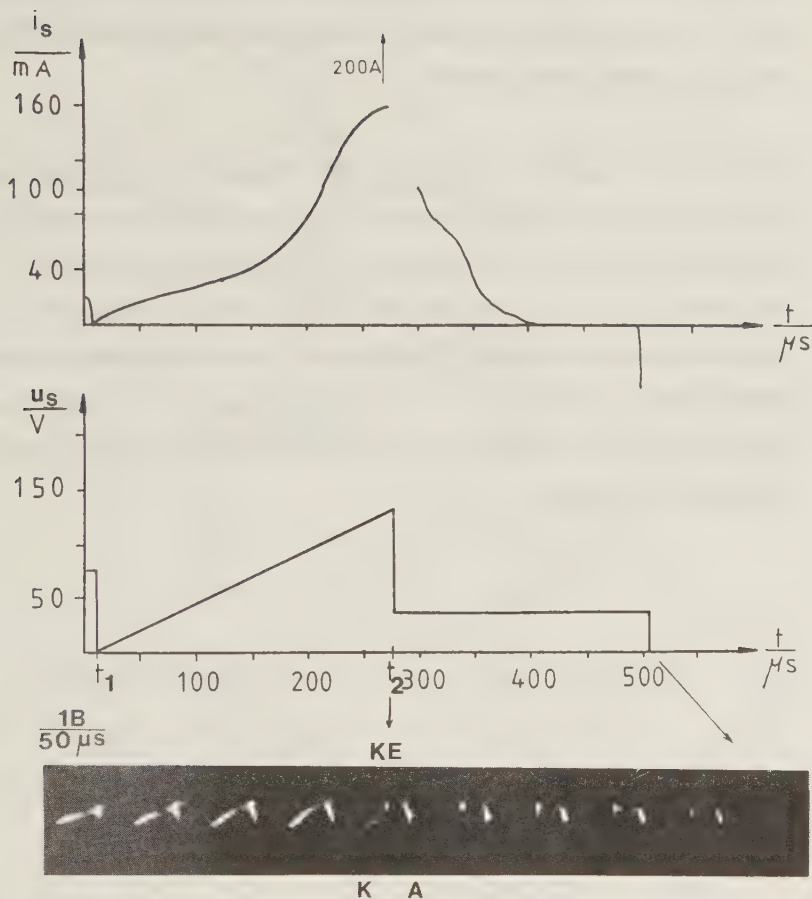


Abb. 4: Strom – und Spannungsverlauf nach Zünden des Kommutierungskreises zum Zeitpunkt t_1 und die dazu simultan durchgeführten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von der Bogenbewegung und der Kommutierung zum Zeitpunkt t_2 (Bildfrequenz: 20000 B/s)

behandelt.

Der Bogen wird nach der Kommutierung entweder nach einigen 100 ns oder wahlweise nach einigen 100 μ s durch Zünden des parallel zum Bogen geschalteten Thyristors Th_3 (s. Abb. 2) kurzgeschlossen.

Da die in der elektrischen Anordnung nach Abb. 2 verwendeten Thyristoren eine zu lange Zündverzugszeit von mindestens 1,5 μ s haben, wurde die schnelle Abschaltung des Stromes für die Messungen in 3.2. durch MOSFET's realisiert.

Diese wurden, wie Abb. 5 zeigt, zwischen Anode und Kommutierungselektrode angeordnet und durch eine zweite Stromzange im Kommutierungskreis getriggert. Dadurch konnte der Stromfluß durch die Kommutierungselektrode auf 500 ns begrenzt werden. Mit der Diode D_1 wird ein anodischer Ansatz auf der Kommutierungselektrode verhindert.

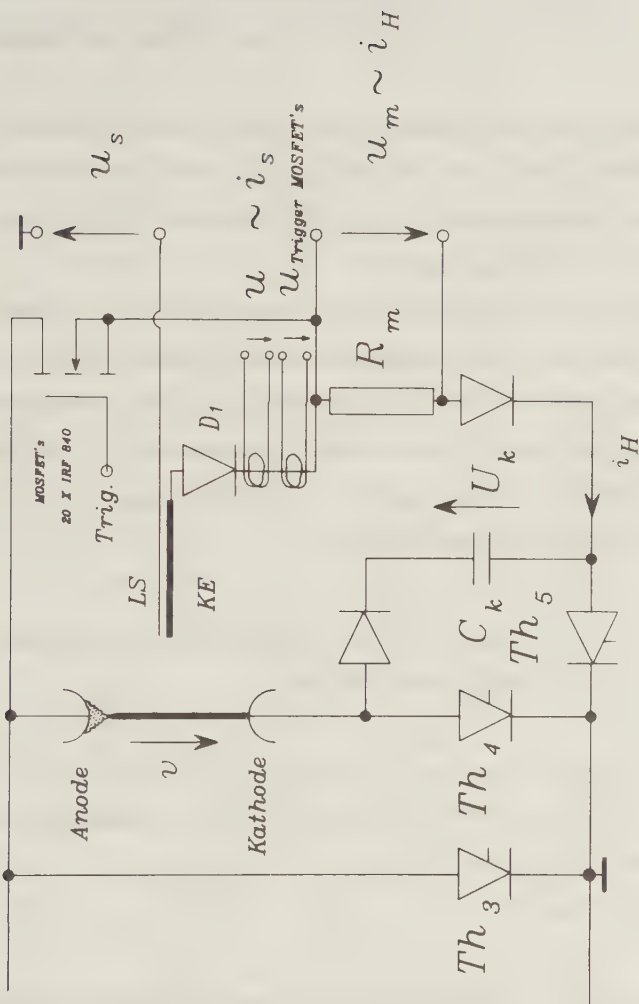


Abb. 5: Elektrische Anordnung zur Schnellabschaltung

Die zum Zünden eines ersten Fußpunktes erforderliche Spannung zwischen Bogensäule und Kommutierungselektrode wird im Schalter durch eine Bogenverlängerung erzeugt. Die Bogenauslenkung durch ein Quermagnetfeld wächst mit der Zeit und simultan auch die Bogenspannung.

Daher ist die Zeit zwischen dem Kontakt des Bogenplasmas mit der Elektrode und der Stromübernahme in Abhängigkeit von der Spannungsteilheit du/dt eine kennzeichnende Größe für einen Kommutierungsvorgang. Die Zündspannung selbst ergibt sich aus $du/dt \cdot t_c$. Weitere wesentliche Parameter, die in die Kommutierungszeit eingehen, sind der Bogenstrom und das Quermagnetfeld, das den Bogen gegen die Kommutierungselektrode drückt.

3.1.1 *Summenhäufigkeitsverteilung der Kommutierungszeiten bei Graphit, Kupfer und Stahl*

Es wurden die Kommutierungszeiten t bei Elektroden aus Graphit (RW IV), Kupfer (F-Cu) und Stahl (ST 37) für zwei verschiedene Spannungsteilheiten und Quermagnetfelder gemessen. Tabelle 1 enthält die Materialdaten der verwendeten Kathodenwerkstoffe

Die Elektroden wurden vor jeder Messung mit einer feinkörnigen Metallpolitur behandelt und anschließend in einem Alkoholbad gereinigt und dann getrocknet. Der Bogenstrom betrug 150 und 450 A, das Magnetfeld 5 und 15 mT. Die Spannungsteilheit vor der Kommutierungselektrode wurde durch Variieren der Kapazität des Kondensators C_k eingestellt und betrug 340 bzw. 670 kV/s.

Tabelle 1

	Kupfer	Graphit	Eisen	Magnesium
Materialbezeichnung	F. Cu	Spektralkohle RW IV	ST 37	C – MgAl6Zn3
chemische Zusammensetzung	99,9% Cu Sauerstoffgehalt 0,01–0,04%	99,9997% Graphit	99,7% Fe 0,2% C, 0,04% P, 0,055% S	91% Mg 6% Al, 3% Zn
spezifische elektrische Leitfähigkeit σ / $\frac{\text{m}}{\Omega \text{ mm}^2}$	~ 60	0,12	~ 11	6...10
Schmelztemperatur T_s / °C	1083		1535	590...610
Verdampfungs- Temperatur T_v / °C	2567	3652	2750	1049 (Mg)
Austrittsarbeit W_a / eV	4,76	4,81	4,63	3,6
Sonstiges		max. Korngrösse 75 μm		

Tabelle 1: Die Werte entstammen den Tabellen aus [69], [71] und [72]

Gemessen wurde in Luft unter Atmosphärendruck.

Jede Messung bestand aus 20 Zündungen. Bei der Summenhäufigkeitsverteilung wurden die gemessenen Zündverzugszeiten nach steigender Kommutierungszeit sortiert. Das Verhältnis der laufenden Nummer der sortierten Meßreihe bezogen auf die Gesamtzahl der Messungen wurde über der Kommutierungszeit aufgetragen. In der graphischen Darstellung der Summenhäufigkeitsverteilungen wurden die Zündverzugszeiten, die mehrfach innerhalb des Auflösungsvermögens des Transientenrekorders ($\Delta t = 5 \mu s$) auftraten, als ein Meßwert dargestellt.

Es zeigte sich, daß 20 Einzelmessungen ausreichten, um die statistische Verteilung der Kommutierungszeiten zu erfassen. Eine Messung mit 30 Zündungen führte zu keiner Änderung der Verteilung.

Die Summenhäufigkeitsverteilungen der Meßwerte wurden zuerst durch einen Graph mit der Funktion

$$F(t) = 1 - \left[1 - F(t_0) \right] \cdot \exp \left\{ - (t/\tau)^\alpha \right\} \quad (\text{Gl. 1})$$

verbunden

Bei der Verteilungsfunktion $F(t)$ handelt es sich um die modifizierte "Weibull"-Verteilung, die u.a. zur statistischen Bestimmung der Zuverlässigkeit von Bauelementen benutzt wird.

Dabei bedeutet $F(t_0)$ den Schnittpunkt des Graphen mit der Y-Achse. Die Werte für $F(t_0)$, τ und α wurden mit Hilfe eines Monte - Carlo - Verfahrens nach der Tschebyscheff - Norm - Methode [63] durch einen Personal Computer berechnet.

Gl. 1 schien zunächst eine brauchbare Darstellung der Meßwerte zu ergeben allerdings mit merklichen Abweichungen der Meßwerte von der Weibull - Verteilung im mittleren Kurventeil. Die Messungen mit oxydierten Kupferelektroden

(s. 3.1.4.1) zeigten in diesem Fall deutlich, daß die Anpassung der Verteilungsfunktion nach Gl. 1 an die Meßwerte nur mit großem Fehler durchgeführt werden konnte. Zwischen den Bereichen von kurzen und langen Kommutierungszeiten fanden nur sehr wenige oder keine Kommutierungen statt, so daß dort die Summenhäufigkeitsverteilung sehr flach bis waagerecht verlaufen mußte. Durch die Überlagerung zweier "Weibull"-Funktionen nach Gl. 2

$$F(t) = F(t_w) \cdot \left[1 - \frac{1 - F(t_o)}{F(t_w)} \right] \cdot \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^{a_1} \right] + [1 - F(t_w)] \cdot \left[1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_2} \right)^{a_2} \right] \right]$$

mit $F(t_w)$ = Wendepunkt der Funktion (Gl. 2)

konnten die Meßwerte mit einer gegenüber der Darstellung der Meßwerte nach Gl. 1 stark verringerten Abweichung miteinander verbunden werden.

Die Anwendung dieser Verteilungsfunktion auch auf die an nicht oxydierten Elektrodenoberflächen durchgeführten Messungen zeigte, daß auch hier flache Bereiche vorhanden sind, in denen die Verteilung der Zündverzugszeiten einen mehr oder weniger stark ausgeprägten Wendepunkt aufweist. Dies wurde bei den Untersuchungen an den Kupfer- und Stahlelektroden bei der Erniedrigung des Magnetfeldes oder der Spannungsteilheit besonders deutlich. Abb. 6 zeigt die Verteilungsfunktion nach Gl. 1 und Abb. 7 nach Gl. 2 für dieselben Messungen, Abb. 8 u. 9 die einzelnen Verläufe bei Änderung der Parameter.

Die kürzesten Kommutierungszeiten von einigen Mikrosekunden traten vor allem dann auf, wenn der Lichtbogen an der zur Anode gerichteten Kante der Kathode ansetzte.

Summenhäufigkeitsverteilung $F(t)$

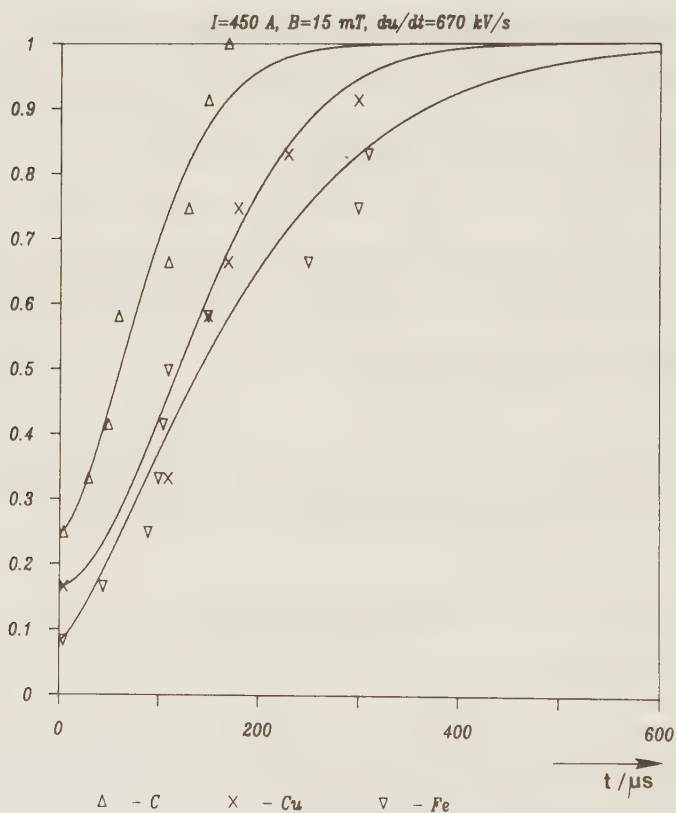


Abb. 6: Summenhäufigkeitsverteilung $F(t)$ der Zündverzugszeiten. Die durchgezogene Linie stellt den Verlauf der Approximationskurve nach Gl. 1 dar.

Summenhäufigkeitsverteilung $F(t)$

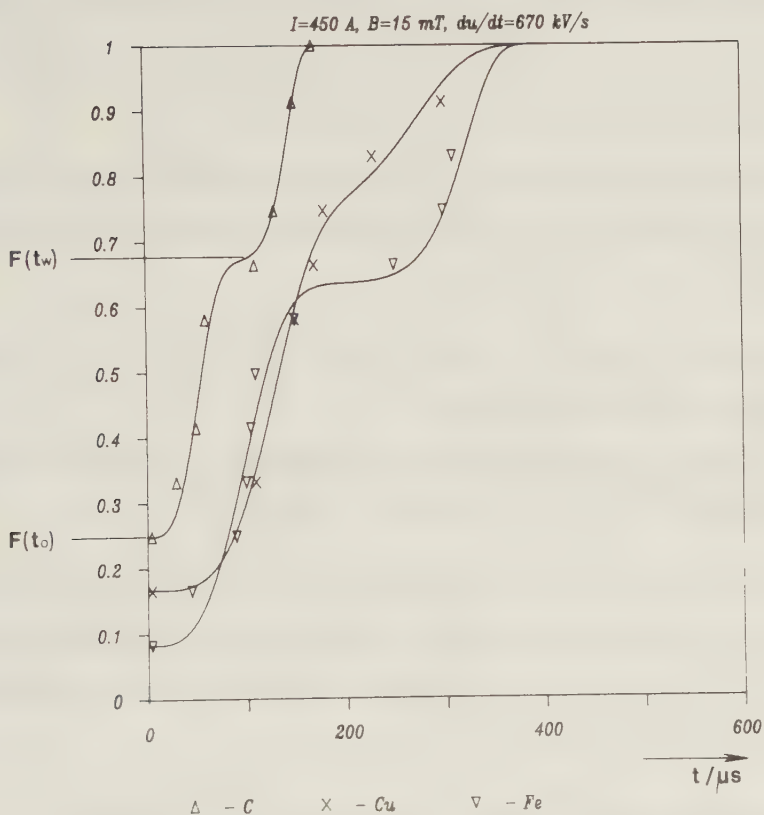


Abb. 7: Summenhäufigkeitsverteilung $F(t)$ der Zündverzugszeiten. Die durchgezogene Linie stellt den Verlauf der Approximationskurve nach Gl. 2 dar.

Da das Plasma aufgrund der nicht ganz symmetrischen Bogenauslenkung zuerst mit dem oberen Teil der Elektrode und damit mit der Kathodenkante in Berührung kommt (s. 3.3.1), würden bei Berücksichtigung der dadurch auftretenden sehr kurzen Zündverzugszeiten die Verteilungsverläufe nur das Bestreben des Lichtbogens, an Spitzen anzusetzen, wiedergeben.

Die Kanten der Kathoden sind in ihrer Oberflächenbeschaffenheit aber undefiniert und erschweren oder verhindern Aussagen über den Einfluß materialspezifischer Eigenschaften auf die Kommutierung.

Schließlich konnte durch Abrunden der Kanten eine Fußpunktzündung an den Kanten weitgehend verhindert werden.

Die durch den o.g. Effekt aufgetretenen Zündverzugszeiten blieben bei der Auswertung der Messungen unberücksichtigt.

Eine Erniedrigung des B – Feldes oder der Spannungsteilheit führte bei allen Materialien zu einer Verlängerung der Kommutierungszeit, wobei die Reduzierung des B – Feldes auf ein Drittel einen geringeren Einfluß auf die Zeiten hatte als die Halbierung der Spannungsteilheit.

Die gemessenen Zündverzugszeiten waren im Mittel bei Graphit kürzer als die bei Kupfer und Stahl. Die längsten mittleren Zeiten ergaben sich für Stahl.

Die Erhöhung des Bogenstromes führte bei allen Materialien zu einer Verkürzung der mittleren Zündverzugszeiten.

Bei den Kupfer – und Stahlelektroden ist der flache bis manchmal waagerechte Verlauf zwischen kürzeren und längeren Kommutierungszeiten vor allem bei der Erniedrigung des Magnetfeldes oder der Spannungsteilheit wesentlich ausgeprägter als bei Graphit.

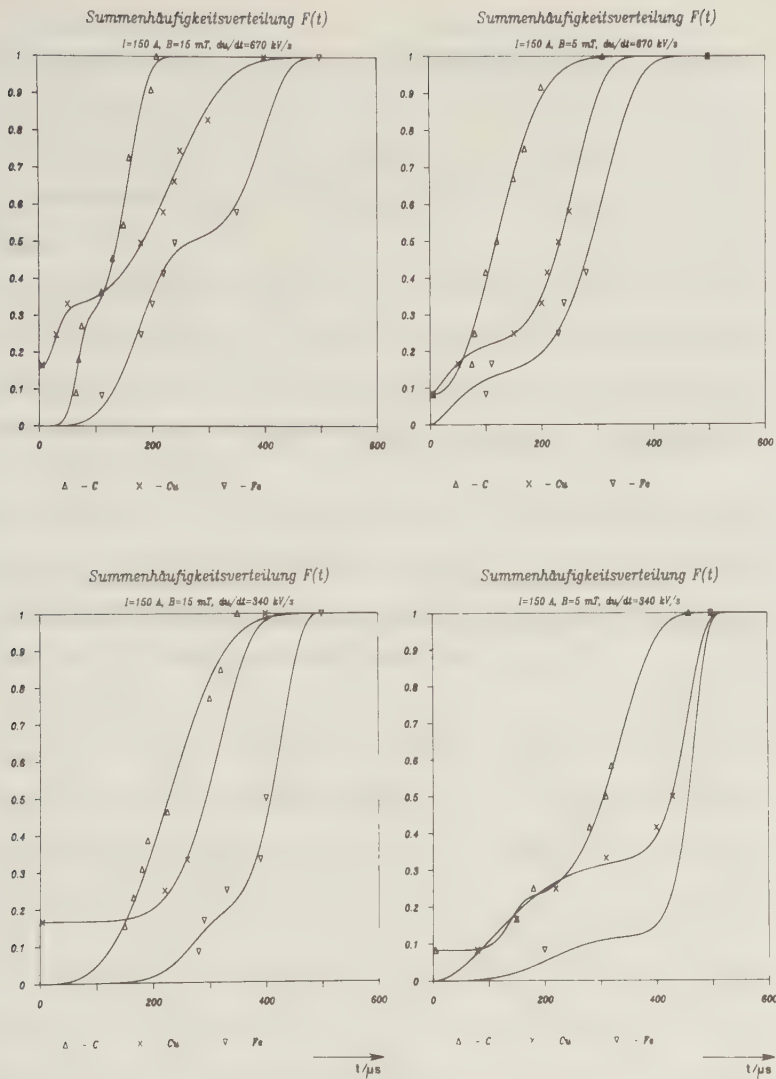


Abb. 8: Summenhäufigkeitsverteilungen der Zündverzugszeiten bei Änderung der Spannungsteilheit vor der Kathode und des magnetischen Blasfeldes bei konstantem Bogenstrom von $I = 150 \text{ A}$

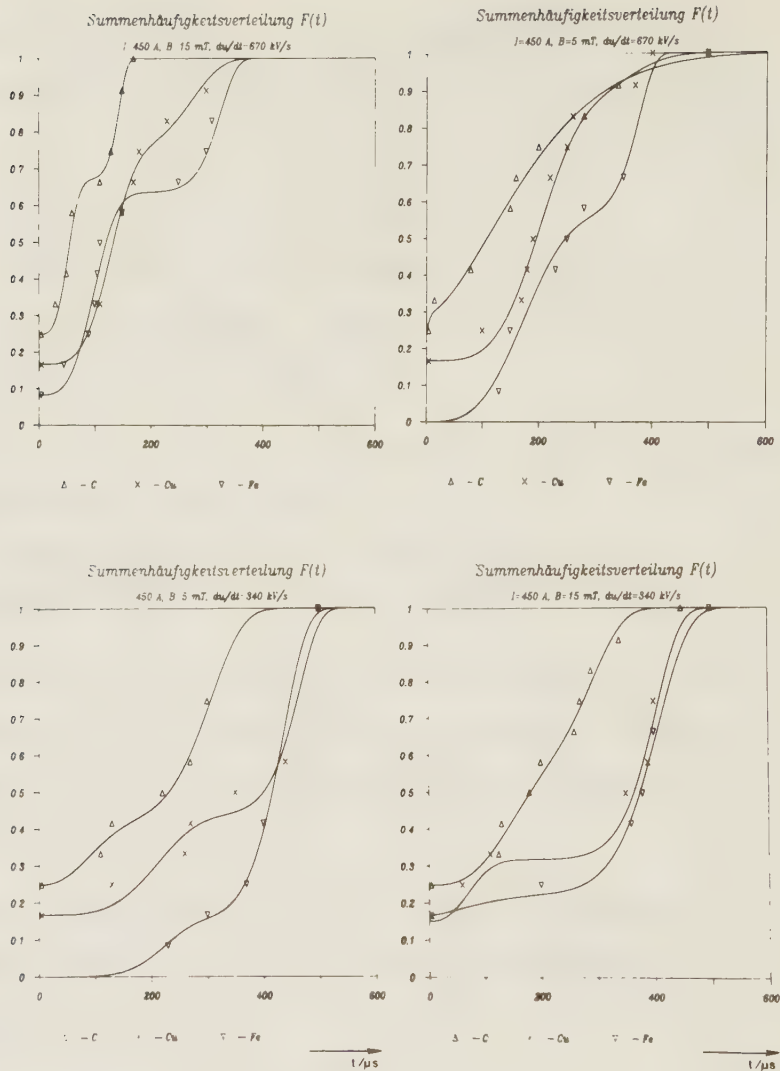


Abb. 9: Summenhäufigkeitsverteilungen der Zündverzugszeiten bei Änderung der Spannungsteilheit vor der Kathode und des magnetischen Blasfeldes bei konstantem Bogenstrom von $I = 450 \text{ A}$

Obwohl die Elektroden sorgfältig poliert wurden, ist zu vermuten, daß für den Bereich kurzer Zeiten Oberflächenunregelmäßigkeiten wie Mikrokratzer verantwortlich sind.

Zum Zeitpunkt der Zündung kann die thermische Emission den Elektronenstrom in den Bogenfußpunkten auf der Kathode nicht liefern, da die erforderliche Aufheizung in der Submikrosekundenzeitskala des Zündvorgangs nicht möglich ist. Daher ist mit großer Wahrscheinlichkeit die Feldemission der Mechanismus, der den Elektronenstrom liefert.

Eine Feldstärkerhöhung an Mikroerhebungen auf der Elektrodenoberfläche könnte die Zündung von Fußpunkten günstig beeinflussen, so daß vermutlich die Bereiche mit kurzen Kommutierungszeiten von einigen Mikrosekunden u.a. durch Zünden des Bogens auf solchen bevorzugten Stellen zustande kommen.

Da Kupfer im Vergleich zu Stahl eine wesentlich geringere Härte hat, weisen trotz sorgfältigen Polierens die Kupferoberflächen deutlich mehr Mikrokratzer auf als Stahloberflächen. Dies zeigen auch die elektronenmikroskopischen Aufnahmen. Die vereinzelt in die Polierpaste gelangenden Fremdkörper wie Staubeilchen verursachen auf der härteren Stahlelektrode weniger Mikrokratzer als bei den relativ weichen Kupfer – und Graphitelektroden.

Möglicherweise ist dies die Ursache für die bei den Stahlelektroden gemessene Verteilung der Kommutierungszeiten, die sich gegenüber den Graphit – und Kupferelektroden in Bereichen mit den längsten Zeiten häuften.

Die maximale Tiefe der Mikrokratzer lag bei den Materialien bei ca. $0,3\ \mu\text{m}$

Die Körnung der gepreßten Spektralkohle mit einer maximalen Korngröße von $75\text{ }\mu\text{m}$ stellt eine gleichmäßige Rauigkeit auf der Elektrodenoberfläche dar. Der Lichtbogen findet hier "schneller" günstige Zündbedingungen vor als bei den Kupfer- und Eiselektroden. Aufgrund der relativ gleichmäßigen Verteilung der Korngrößen ist bei den Graphitelektroden der flache Verlauf zwischen dem Bereich kurzer und langer Zeiten wesentlich weniger ausgeprägt als bei den Kupfer- und Stahlelektroden.

Daß die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden einen großen Einfluß auf die Feldemission und damit auf die Kommutierung haben muß, hat u.a. Burkhardt [1] gezeigt. Fowler und Nordheim [2] haben für einen Potentialverlauf an der Metallgrenze, der durch die Kathete und die Hypotenuse eines rechtwinkligen Dreiecks angenähert wird, für die Stromdichte J in Abhängigkeit von der Feldstärke E folgenden Ausdruck angegeben:

$$J = 6,2 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{\mu}}{(\mu + W_a) \sqrt{W_a}} \cdot E^2 \cdot \exp \left(- \frac{6,85 \cdot 10^7 \cdot W_a^{3/2}}{E} \right) \quad (\text{Gl. 3})$$

mit μ = Fermienergie in eV

W_a = Austrittsarbeit in eV

E = elektrische Feldstärke in Vcm^{-1}

J = Stromdichte in Acm^{-2}

Die Abrundung der Potentialschwelle durch die Bildkraft (Shottky-Effekt) wurde von Bethe und Sommerfeld [3] berücksichtigt und führte zu folgendem Ausdruck:

$$J = \frac{1,5 \cdot 10^{-6} \sqrt{E}}{W_a} \cdot E^2 \cdot \exp \left(- \frac{6,83 \cdot 10^7 \cdot W_a^{3/2}}{E} \cdot f \left[\frac{3,79 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}}{W_a} \right] \right)$$

mit der Bildkraftkorrektur

(Gl. 4)

$$f \left[\frac{3,79 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}}{W_a} \right]$$

(Einheiten für μ , W_a und E s. Gl. 3)

Die Abhängigkeit der durch Feldemission emittierten Stromdichte von der Feldstärke nach Gl. 4 ist für verschiedene Austrittsarbeiten in Abb. 10 dargestellt. Die Werte wurden von Burkhard [1] übernommen.

Gemäß Abb. 10 ergibt sich für Kupfer mit einer Austrittsarbeit von $W_a \leq 4,5$ eV oberhalb der Feldstärke $E = 3 \cdot 10^7$ V/cm ein starker Anstieg der Stromdichte über der Feldstärke. Nimmt man nun an, daß an einer Stelle auf der Elektrodenoberfläche die doppelte Feldstärke vorliegt, so steigt die Stromdichte um 5 Zehnerpotenzen an. Dieser Wert liegt bei einer Feldstärke von $6 \cdot 10^9$ Vm⁻¹ und bei einer Austrittsarbeit von 4,5 eV mit $4 \cdot 10^6$ A/cm² etwa noch eine Größenordnung unter der im Experiment ermittelten Größe. Bei etwas kleinerer Austrittsarbeit von ca. 4,35 eV erhält man aber schon 10^7 A/cm². Dieser Wert deckt sich mit den in 3.4. gemessenen und in [7] berechneten Stromdichten. Damit wird deutlich, daß der Lichtbogen bevorzugt an Rauheiten oder Stellen mit reduzierter Austrittsarbeit auf der Elektrodenoberfläche ansetzen sollte.

Die virtuelle Erniedrigung der Austrittsarbeit durch die individuelle Feldkomponente, hervorgerufen durch den Ionenstrom vor der Kathode und der daraus resul-

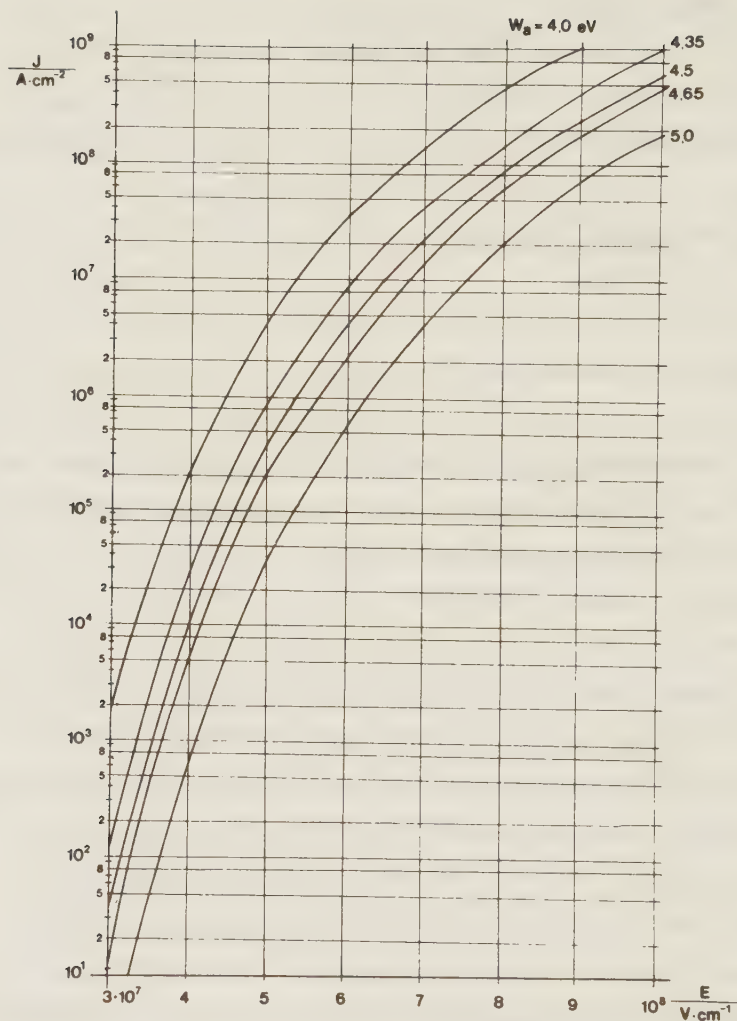


Abb. 10: Verlauf der Stromdichte J in Abhängigkeit von der Feldstärke E bei verschiedenen Austrittsarbeiten (Zeichnung aus [1])

tierenden Überlagerung der Mikrofelder der Ionen mit dem vor der Kathode herrschenden Feld, hat Burkhard [1] bei seinen Untersuchungen mitberücksichtigt. Dies führt zu einer zusätzlichen Erhöhung der Stromdichte, so daß unter Berücksichtigung der Oberflächenrauigkeit und der individuellen Feldkomponente bei gleicher mittlerer Feldstärke vor der Kathode die Stromdichte nach [1] an verschiedenen Stellen auf der Elektrode um 7 Zehnerpotenzen verschieden sein kann.

Da die Feldemission bei allen drei Materialien der wahrscheinliche Emissionsmechanismus bei der Zündung von ersten Fußpunkten ist und sich die Austrittsarbeiten von Graphit, Kupfer und Stahl (s. Tabelle 1) nicht wesentlich unterscheiden, muß die o.g. Feststellung auch für Graphit und Stahl gelten.

Diese Vermutungen zur Fußpunktzündung werden in dieser Arbeit noch experimentell untersucht.

3.1.3 Abschätzung der elektrischen Feldstärke vor der Kommutierung aus Sondenstrom und Sondenspannung

Die zum Zünden eines ersten Fußpunktes auf der Kommutierungselektrode benötigte Feldstärke muß in der Größenordnung von einigen 10^7 V/cm liegen. Dies wurde bereits in 3.1.1 erläutert. Mit Hilfe der Mac Keon – Gleichung

$$E^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{8 m_e}{e} \right)^{1/2} \sqrt{u} \left\{ j_+ \left[\frac{M_{O_2}}{m_e} \right]^{1/2} - j_e \right\} \quad (\text{Gl. 5})$$

läßt sich die Feldstärke unmittelbar vor der Kommutierungselektrode aus dem

Sondenstrom und der Sondenspannung abschätzen.

u ist das Plasmapotential vor der Kommutierungselektrode, das mit der Sondenspannung u_s an der Kommutierungselektrode zum Kommutierungszeitpunkt gleichgesetzt wurde. Die Werte für die Sondenströme – und – spannungen wurden den Messungen aus 3.1.1 entnommen. Der Verlauf der Sondenspannungen ist für beide Spannungsteilheiten in Abb. 11 dargestellt.

Da die Messungen in Luft durchgeführt wurden und die Ionisierungsspannung der O_2 – Moleküle ($U_i = 12,007$ V) wesentlich kleiner als die Ionisierungsspannung der N_2 – Moleküle ($U_i = 15,58$ V) ist, kann davon ausgegangen werden, daß der Ionenstrom im wesentlichen von O_2^+ – Ionen getragen wird. Deshalb ist in Gl. 5 die O_2 – Masse einzusetzen.

Der Elektronenstromanteil wird aufgrund des Massenverhältnisses $\frac{M_{O_2}}{m_e}$, das als Faktor vor der Ionenstromdichte j_+ steht, vernachlässigt. Dabei wird die sicherlich nur näherungsweise Voraussetzung gemacht, daß vor dem Übergang von der Glimm – in die Bogenentladung nur eine geringe Elektronenemission von der Kommutierungselektrode ausgeht. Weiterhin wurde angenommen, daß die Anzahl der Elektronen, die gegen die abstoßende Kraft des elektrischen Feldes die auf Massepotential liegende kathodische Kommutierungselektrode erreichen, gering ist. Andernfalls wäre der Sondenstrom geringer als der Ionenstrom.

Bei der Abschätzung der Ionenstromdichte j_+ wird zunächst vorausgesetzt, daß der Ionenstrom über die gesamte Stirnfläche der Kommutierungselektrode verteilt ist.

Die Lösung der Mac Keon – Gleichung liefert die in den Abb. 12 u. 13 dargestell-

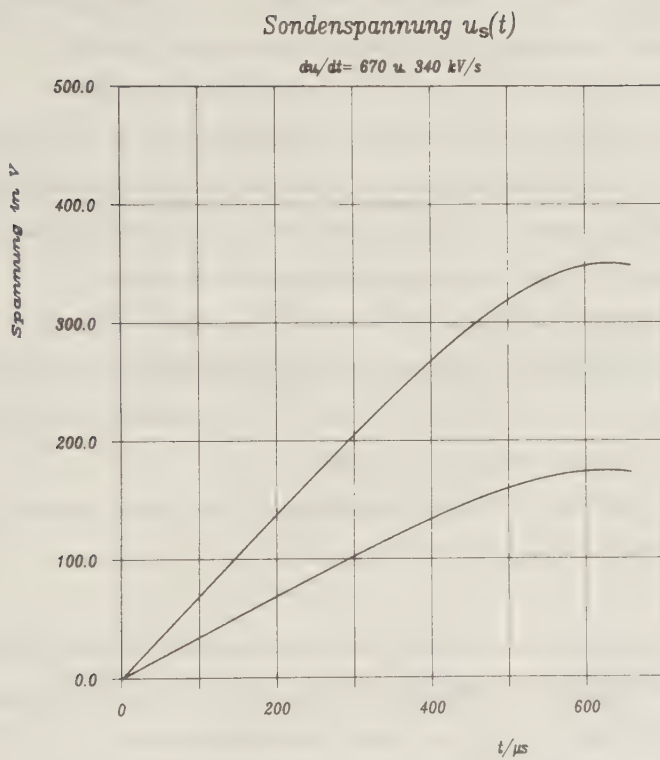


Abb. 11: Verlauf der Sondenspannung $u_s(t)$

ten Werte. Sie sind mit einigen 100 V/cm indiskutabel niedrig.

Die Annahme, daß der Sondenstrom unmittelbar vor der Fußpunktzündung über die gesamte Elektrodenoberfläche fließt, ist demnach nicht sinnvoll.

Berechnet man aus Gl. 5 die für eine Feldstärke von $3 \cdot 10^7$ V/cm benötigte Stromdichte und daraus die Fläche, so erhält man Werte für die Ausdehnung des Raumladungsgebietes von einigen μm bis zu ca. 20 μm . Es handelt sich hierbei offensichtlich um eine bereits stark kontrahierte Glimmentladung.

Bei den mit Gl. 5 berechneten relativ hohen Stromdichten von einigen 10^4 A/cm² bzw. 10^8 A/m² könnte man vermuten, daß die Kraterbildung auf der Kommutierungselektrode bereits durch eine kontrahierte Glimmentladung unmittelbar vor dem Umschlag in die Bogenentladung eingeleitet wird.

Arbeiten von Prock [4] et al. zeigen, daß die zur Kraterbildung benötigte Stromdichte mindestens einige 10^{11} A/m² betragen muß.

Die Schlußfolgerungen aus diesen Messungen sprechen für eine kontrahierte Glimmentladung zum Zeitpunkt der Fußpunktzündung, deren Durchmesser eine bis zwei Größenordnungen über dem der Fußpunktkrater liegt.

Die optische Beobachtung mit Hochgeschwindigkeitskameras von zeitlich so kurzen und lichtschwachen Vorgängen, die dazu noch in ihren räumlichen Ausdehnungen mikroskopisch klein sind, stellt ein großes Problem dar. Deshalb ist der experimentelle Nachweis dieser vermuteten kontrahierten Glimmentladung sehr schwierig und mit den in dieser Arbeit verfügbaren Meßgeräte nicht möglich gewesen.

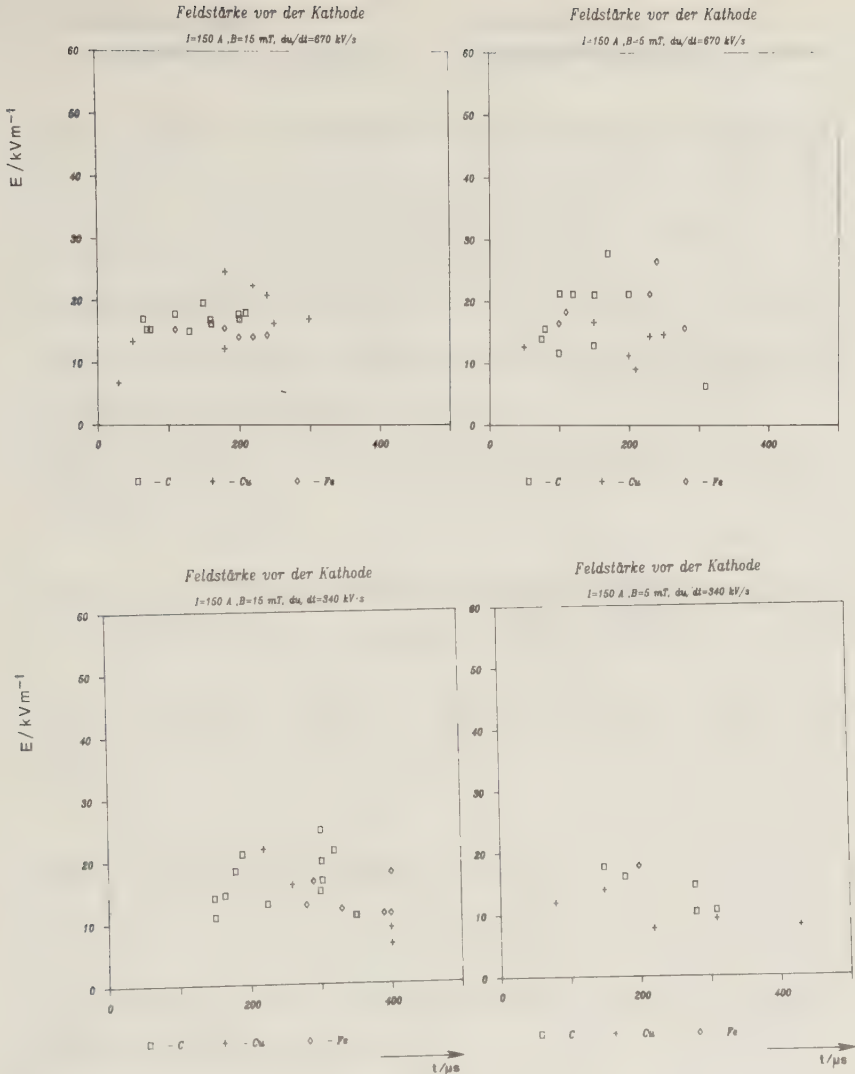


Abb. 12: Berechnung der elektrischen Feldstärke E vor der Kathode zum Zeitpunkt der Fußpunktzündung unter der Voraussetzung, daß der Sondenstrom gleichmäßig über die Kommutierungselektrode verteilt ist aus den in 3.1.1 gemessenen Sondenspannungen und -strömen bei konstantem Bogenstrom von $I = 150 \text{ A}$.

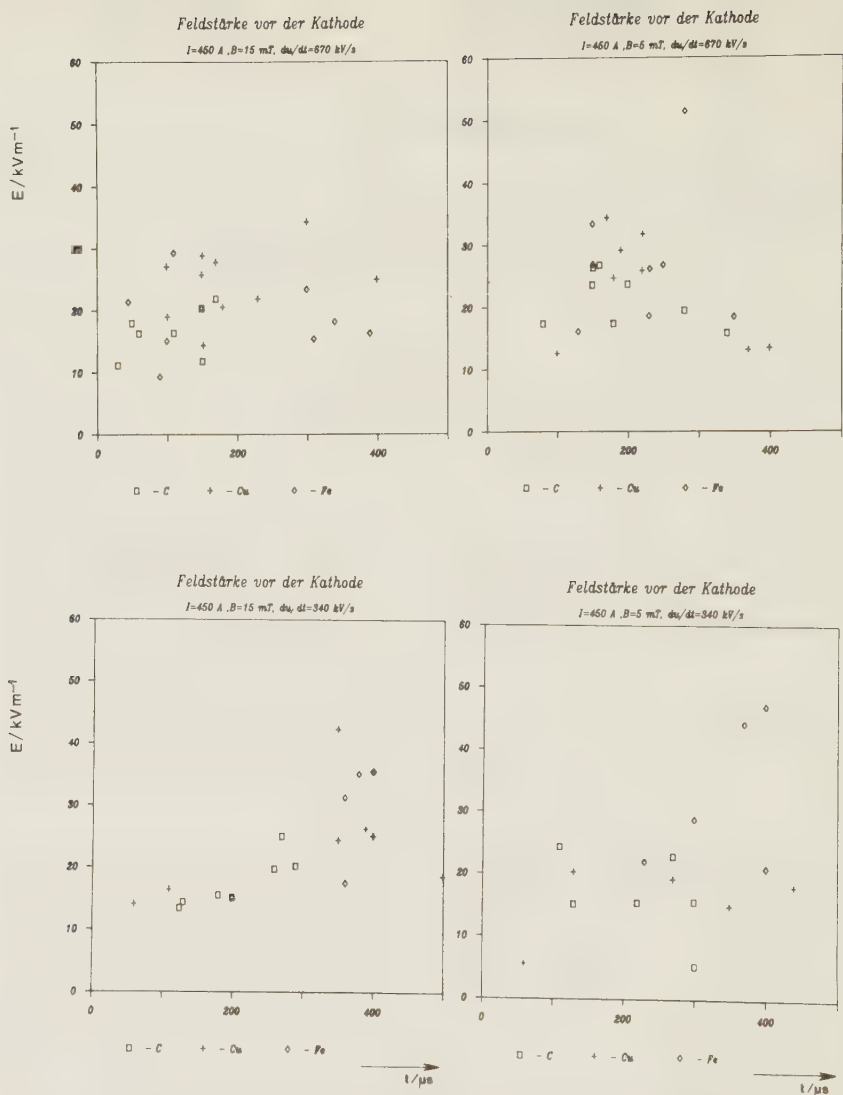


Abb. 13: Berechnung der elektrischen Feldstärke E vor der Kathode zum Zeitpunkt der Fußpunktzündung unter der Voraussetzung, daß der Sondenstrom gleichmäßig über die Kommutierungselektrode verteilt ist aus den in 3.1.1 gemessenen Sondenspannungen und -strömen bei konstantem Bogenstrom von $I = 450 \text{ A}$.

In 3.1.1 wurde der Einfluß der virtuellen Erniedrigung der Austrittsarbeit und von feldverstärkenden Spitzen auf die Stromdichte diskutiert.

Ein weiterer Gesichtspunkt könnte sein, daß sich auf dünnen isolierenden Schichten, wie Oxyschichten, die aus dem Plasma kommenden Ionen ansammeln und die Feldstärke an der Kathodenoberfläche erhöhen.

Es ist daher anzunehmen, daß Oxydschichten bestimmter Dicke die Fußpunktzündung günstig beeinflussen.

3.1.4.1

Summenhäufigkeitsverteilung der Kommutierungszeiten bei

Kupfer für verschiedene Oxydschichtdicken

Es wurden deshalb die Kommutierungszeiten von oxydierten Kupferelektroden gemessen.

Oxydiert wurde in Luft bei einstündiger Oxydationsdauer und Temperaturen von 130 °C bis 280 °C, wodurch sich Oxydschichtdicken zwischen 3 nm und 190 nm ergaben. Die Temperaturabhängigkeit des Schichtdickenwachstums wurde für Schichtdicken von mehr als 50 nm mit einem Interferenzmikroskop bestimmt. Die Meßpunkte wurden durch die Funktion

$$d = \exp(-A/T + H) \quad (\text{Gl. 6}),$$

die aus Untersuchungen über das Oxydationsgesetz für Kupfer [5], [6] bekannt ist, approximiert. Die Werte für A und H wurden durch einen Rechner mit einem Monte – Carlo – Verfahren nach [63] berechnet.

Die Schichtdicken unterhalb von ca. 50 nm wurden durch Extrapolation von Gl. 6 abgeschätzt und mit den in [5] bestimmten Werten verglichen. Abb. 14 enthält den in dieser Arbeit bestimmten Verlauf der Schichtdicke in Abhängigkeit von der Temperatur. Zusätzlich sind die aus [5] entnommenen Werte und der in [1] berechnete Verlauf eingetragen. Die Unterschiede in den Verläufen kommen zum Teil dadurch zustande, daß die Oxydation in [5] in reinem Sauerstoff und in [1] die Berechnung mit einer Näherungsfunktion durchgeführt wurde. Zum anderen wurden in dieser Arbeit die Proben in kaltem Zustand in den Ofen gelegt. Dies hatte einen kurzzeitigen Temperaturabfall im Ofen zur Folge. Die Proben bei den Messungen in [5] wurden dagegen zuerst in Vakuum auf Ofentemperatur gebracht und erst dann mit Sauerstoff gleicher Temperatur oxydiert.

Die Proben wurden vor ihrem Einsatz einem dreistufigen Poliervorgang unterzogen. Es wurden spezielle Diamantschleifpasten mit maximalen Korngrößen von 7, 3 und 1 μm benutzt, die auf entsprechend feinfasrige Polierscheiben aufgetragen wurden.

Die Elektroden wurden nach der Oberflächenbehandlung in ein Alkoholbad eingetaucht, um Rückstände von den Pasten und Lösungsmittel zu entfernen. Danach wurden sie mit destilliertem Wasser abgespritzt und mit gefilterter Preßluft getrocknet. Der Trocknungsvorgang wurde auf diese Weise beschleunigt, um die Bildung einer natürlichen Oxydschicht, die sich während eines langsamen Trocknungsvorgangs bildet, zu verhindern.

Unmittelbar danach wurden die Elektroden dem Plasma ausgesetzt oder bei den Messungen mit oxydierten Kathoden zur Oxydation in den Ofen gelegt.

In Abb. 15 ist die Summenhäufigkeitsverteilung der Kommutierungszeiten für verschiedene Oxydschichtdicken aufgetragen.

Oxydation von Kupfer

Oxidationsdauer: 1 h

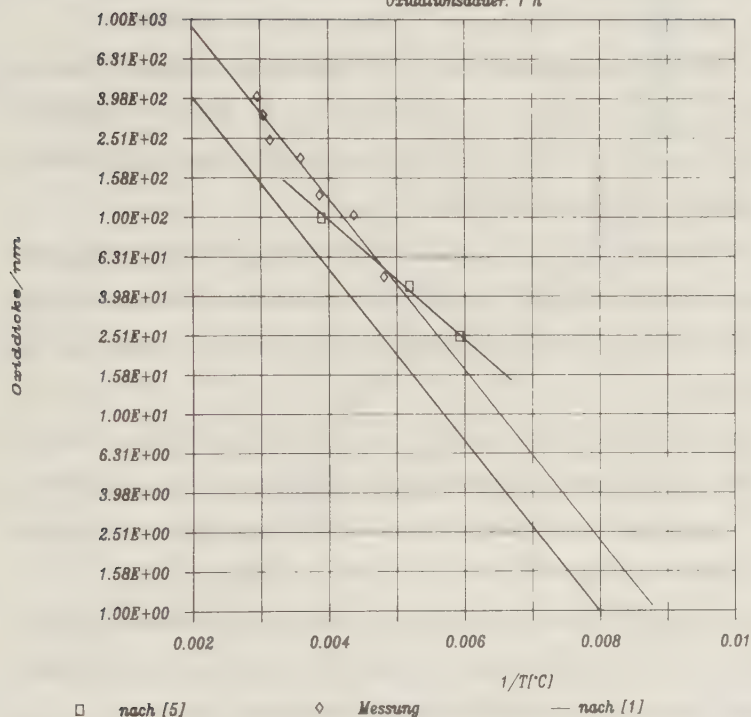


Abb. 14: Abhängigkeit der Oxydschichtdicke von der Temperatur

Auffallend ist der bereits in 3.1.1 diskutierte flache bis waagerechte Kurvenverlauf zwischen dem Bereich kurzer Kommutierungszeiten, die von einigen Mikrosekunden bis ca. 250 μs und dem Bereich sehr langer Kommutierungszeiten, die bei 450 μs und mehr lagen.

Dieses Verhalten ist gegenüber den in 3.1.1 gemachten Messungen wesentlich ausgeprägter, was vermutlich darauf zurückzuführen ist, daß die Oberflächenbehandlung der Elektroden durch die Verwendung noch feinkörniger Spezialpasten und Lösungen verbessert werden konnte.

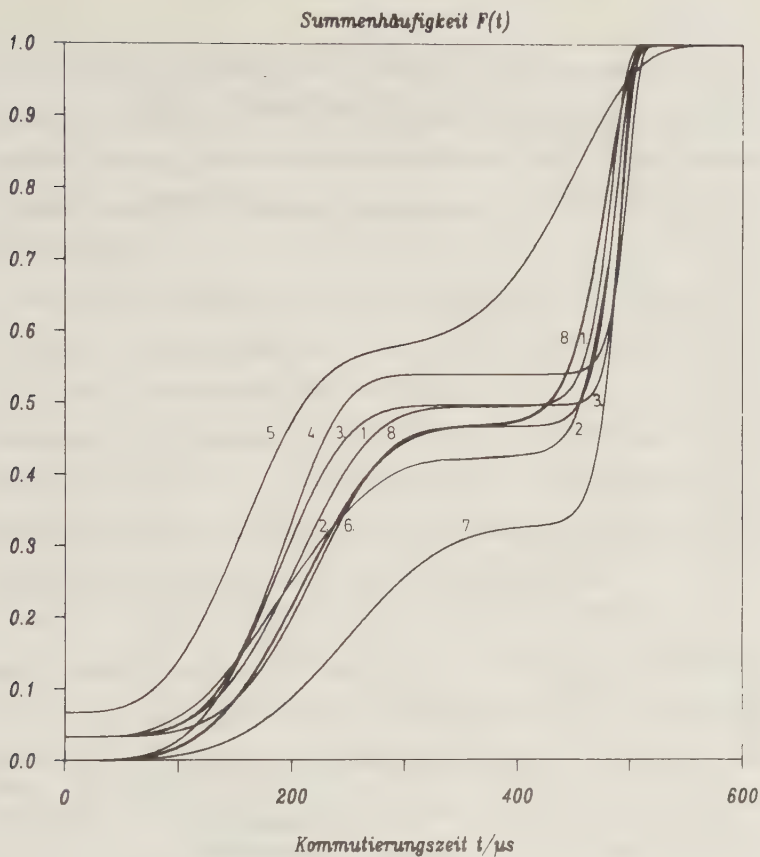
Aus den Verläufen in Abb. 15 wurden zur Verdeutlichung des Kommutierungsverhaltens die Punkte maximaler Steigung sowohl für den Bereich kurzer als auch für den Bereich langer Kommutierungszeiten in einem Diagramm aufgetragen, das Abb. 16 zeigt.

Die Punkte maximaler Steigung wurden aus der Ableitung der Verteilungsfunktion nach Gl. 2 bestimmt und entsprechen den Maxima der Kurvenverläufe, die in Abb. 17 aufgetragen sind. Diese stellen die Verteilungsfunktion der Zündzeitpunkte über der Zeit dar.

Man erkennt in Abb. 16, daß im Bereich kurzer Kommutierungszeiten mit zunehmender Oxydschichtdicke zwischen 0 und 90 nm die Kommutierungszeiten leicht abnehmen, während sie im Bereich langer Kommutierungszeiten zwischen 0 und 50 nm etwas ansteigen.

In beiden Bereichen haben die Kommutierungszeiten bei 90 nm ihr Minimum. Zu dickeren Schichten hin nehmen die Zeiten wieder rasch zu. Bei Oxydschichtdicken ab ca. 150 nm nehmen die Kommutierungszeiten wieder ab und liegen bei ca. 190 nm in etwa der gleichen Größe wie sie bei blanken Elektroden gemessen wurden.

Oxydation von Kupferelektroden



Oxydschichtdicke (Oxydationstemperatur)

1. blank, 2. 3nm ($T=130^\circ\text{C}$), 3. 10nm ($T=150^\circ\text{C}$), 4. 50nm ($T=200^\circ\text{C}$),
5. 90nm ($T=230^\circ\text{C}$), 6. 120nm ($T=245^\circ\text{C}$), 7. 150nm ($T=260^\circ\text{C}$), 8. 190nm ($T=280^\circ\text{C}$).

Abb. 15: Summenhäufigkeitsverteilung der Zündverzugszeiten bei verschiedenen Oxydschichtdicken ($I = 300\text{ A}$, $du/dt = 670\text{ kV/s}$, $B = 15\text{ mT}$)

Oxydation von Kupferelektroden

Pkt. max. Steigung: $tm1$ u. $tm2$ / μs

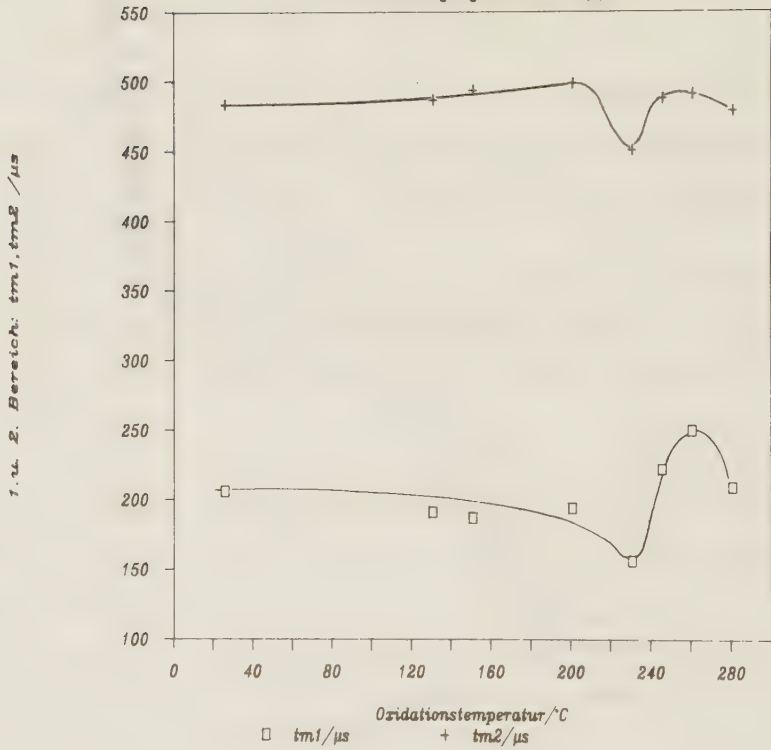


Abb. 16: Punkte maximaler Steigung der gemessenen Summenhäufigkeitsverteilungen bzw. die Maxima der Verteilungsfunktion aus Abb. 15 für die Bereiche kurzer und langer Kommutierungszeiten.

Wie sich herausstellte bildet sich ab ca. 260 °C Oxydationstemperatur statt des Cu_2O das CuO . Dieses Oxyd ist porös und blättert bei Berühren ab. Das bedeutet, daß der Lichtbogen auf der Kommutierungselektrode blanke Stellen vorfindet und sich hier fast gleiche Kurvenverläufe ergeben wie bei den Messungen mit blanken Elektroden.

Bei Oxydschichten oberhalb von 90 nm häufen sich die Zeiten zunehmend im Bereich langer Kommutierungszeiten. Vermutlich sinkt der Einfluß von Mikrokratzern auf der Elektrodenoberfläche mit wachsender Schichtdicke.

Die Abnahme der Zündverzugszeiten im Bereich kurzer Kommutierungszeiten mit wachsender Oxydschichtdicke und das Minimum der Zündverzugszeiten bei 90 nm in beiden Bereichen, zeigt, daß Oxydschichten mit einer Dicke in der Größenordnung von 90 nm die Kommutierung leicht beschleunigen.

Morgan [20] sowie Guile et al. [21] beschreiben die Vorgänge an der Grenzschicht zwischen Bogenplasma und Kathode bei Oxydschichten oberhalb von 10 nm mit Hilfe des "Switching"- Modells. Danach schlägt in einem schmalen Kanal das Oxyd plötzlich vom hochohmigen in einen niederohmigen Zustand um, was zu einem steilen Anstieg des Stromes und damit zur Zündung eines Fußpunktes führt.

Der Umschlag von dem hochohmigen in den niederohmigen Zustand wird begleitet von einer Elektronenauslösung und einem Temperaturanstieg im Oxyd. Die Untersuchung der o.g. Autoren haben ergeben, daß aufgrund der Temperaturerhöhungen im Oxyd vor dem Durchschlag die zur Zündung des Fußpunktes benötigte Spannung oder Feldstärke um ein bis zwei Größenordnungen niedriger liegen kann als die bei dünnen Schichten unterhalb von 10 nm benötigte Feldstärke von 10^9 V/m .

Oxydation von Kupferelektroden

Verteilungsfunktion $f(t)=F'(t)$

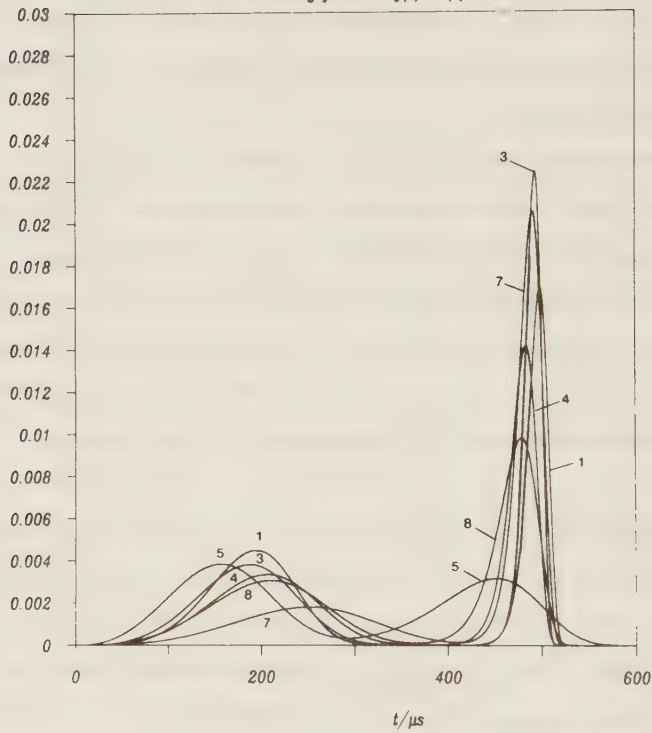


Abb. 17: Ableitung der Summenhäufigkeitsverteilung $F(t)$. Zur besseren Übersicht sind nicht alle Verläufe dargestellt. Die Nummern über den Kurven entsprechen den Verläufen der Summenhäufigkeitsverteilung in Abb. 15.

Bei einer Feldstärke in der Größenordnung von 10^9 Vm^{-1} verlassen die Elektronen die Kathode durch Feldemission aufgrund des Tunneleffekts. Nach dem für dickere Schichten vorgeschlagenen "Switching" – Modell [20], [21] ist die durch positive Ionen auf dem Oxyd aufgebaute Feldstärke, mit der die Fußpunktzündung eingeleitet wird, bereits bei einer lokalen Temperaturerhöhung im Oxyd ab 100°C niedriger als 10^9 Vm^{-1} .

Dies kann möglicherweise der Grund dafür sein, daß zu dickeren Oxydschichten hin die Zündverzugszeiten abnehmen.

Die aus dem Plasma kommenden Ionen können in kürzerer Zeit die zur Zündung eines Bogenansatzes benötigte Feldstärke auf der Kathodenoberfläche aufbauen.

Da die Zündverzugszeiten im Bereich langer Kommutierungszeiten nur um 10 % und im Bereich kurzer Zeiten nur um 23 % abnehmen, ist der Einfluß der Oxydschichten auf die Kommutierung aber nur gering.

Das bedeutet aber auch, daß die Temperatureffekte wie sie im "Switching" – Modell für dickere Oxydschichten beschrieben werden, nur einen geringen Einfluß auf die Kommutierungszeiten haben.

Das kann bedeuten, daß aufgrund der experimentellen Bedingungen die Temperaturerhöhung der Oxydschicht zu langsam erfolgt, um den "Switching" – Effekt auszulösen.

Einen weiteren Hinweis auf mögliche Effekte, die den Kommutierungsvorgang günstig beeinflussen, liefert der Verlauf des Vorstromes, der nach den Messungen in 3.1.1 zu höheren Bogenströmen zunahm. Bei höheren Bogenströmen ergaben sich bei allen Materialien im Mittel kürzere Kommutierungszeiten.

Ein möglicher Schluß aus der Zunahme des Vorstromes ist, daß eine verstärkte Elektronenemission durch Photoeffekt eine Rolle spielt. Die aus der Kathodenoberfläche ausgelösten Elektronen werden im elektrischen Feld zwischen Kathode und Bogenplasma beschleunigt und erzeugen vor der Kathode durch die Ionisation der Stickstoff – und Sauerstoffatome bzw. Moleküle eine positive Raumladungszone. Die durch Photoelektronen erzeugten Ionen sollten den Anstieg des elektrischen Feldes beschleunigen, das von den aus dem Bogenplasma kommenden Ionen aufgebaut werden muß (s. 3.1.1), um eine Fußpunktzündung einzuleiten.

Die Erhöhung der Anzahl positiver Ladungsträger durch die Vorionisation des Raumes unmittelbar vor der Kathodenoberfläche oder durch die Erzeugung von Photoelektronen an der Kathode mittels der UV–Strahlung eines gepulsten Stickstofflasers könnte nach den o.g. Betrachtungen die Kommutierung günstig beeinflussen oder gar zur sofortigen Fußpunktzündung führen.

Zur Untersuchung dieser Zusammenhänge wurde ein Meßaufbau realisiert, wie er in Abb. 18 dargestellt ist.

Ein von Krahn [73] entwickelter und für diese Untersuchungen nachgebauter gepulster helischer, transversal angeregter Stickstofflaser dient als UV–Lichtquelle. Die Laser – Wellenlänge beträgt 337 nm.

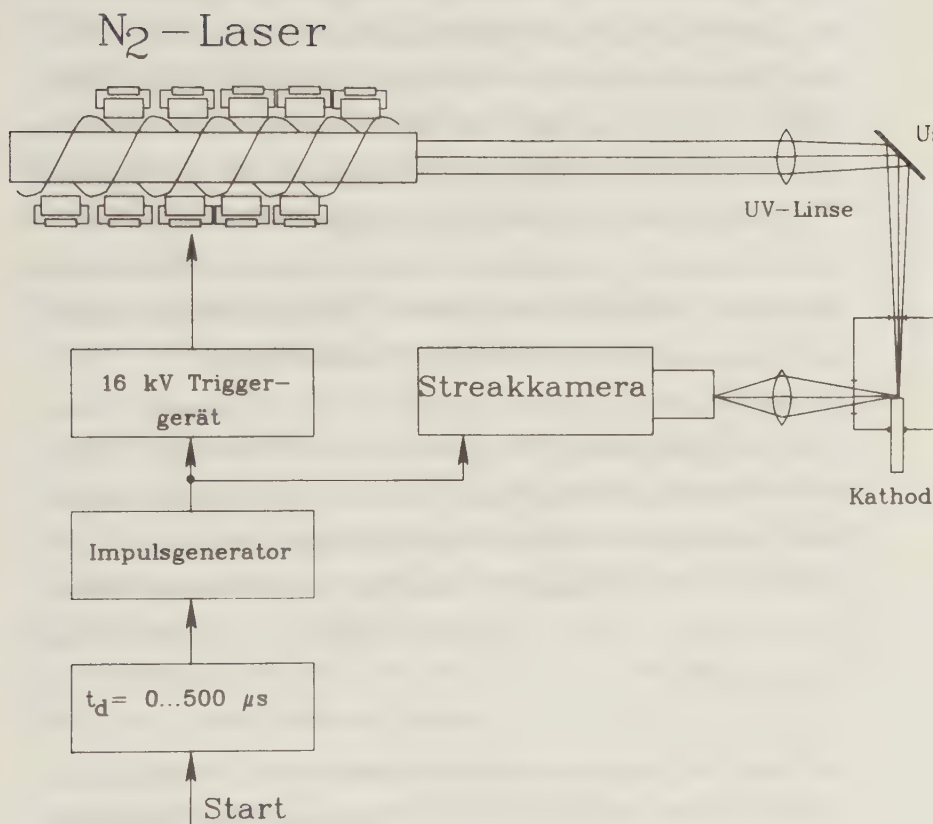


Abb. 18: Anordnung zur Untersuchung des Einflusses der Vorionisation auf die Kommutierungszeit

Der 20 ns – Puls des Lasers wird über eine Quarzlinse und einen Umlenkspiegel auf die Kathodenoberfläche fokussiert. Die Energie des Laserpulses am Ort vor der Kathode wurde mit einem Pyrometer gemessen und betrug $0.5 \pm 10\%$ mJ. Dieser Energie entsprechen $8 \cdot 10^{14}$ Photonen pro Puls. Daraus ergab sich eine mittlere Leistung des Laserpulses von 50 kW.

Der Laser wurde über ein variables Verzögerungsglied, das mit dem Triggersignal für die Zündung des Kommutierungskreises gekoppelt war, getriggert. Dadurch konnte der Laser zu einem beliebigen Zeitpunkt innerhalb der Bogenbrenndauer und damit bei verschiedenen Spannungswerten, die sich aus der linear ansteigenden Spannung an der Kathode (s. 2.2) ergaben, aktiviert werden.

Da auch bei diesem Experiment die Messungen in Luft durchgeführt wurden, mußte noch geklärt werden, ob der Laserstrahl durch die im Plasma angeregten N_2 – Moleküle absorbiert wird. Deshalb wurden die Oberflächen der Kupferelektroden einem Laserpuls mit und ohne Bogenentladung ausgesetzt.

Es zeigte sich, daß der Laserpuls in beiden Fällen auf den Elektroden identische Flecken hinterließ. Daraus folgt, daß der Laserstrahl durch das Plasma kaum absorbiert wird.

Der Versuch der Erzeugung einer Raumladungsschicht durch die direkte Ionisation der Luft vor der Kathode oder durch die Elektronenauslösung bei Kupferelektroden führte jedoch zu keiner Beeinflussung der Kommutierung.

Die Energie eines vom Stickstofflaser erzeugten Photons beträgt

$$E/eV = \frac{1240}{\lambda/nm} = 3,68 \text{ eV}.$$

Die Leistung des Laserstrahls reicht offenbar nicht aus, um genügend Stickstoff – oder Sauerstoffmoleküle, deren Ionisierungsenergien wesentlich höher liegen als die Energie der Laserphotonen, durch Mehrphotonenprozesse zu ionisieren.

Das gleiche gilt für die Auslösung von Photoelektronen aus Kupfer –, Stahl – und Graphitelektroden sowie aus oxydierten Kupferelektroden, die mit Austrittsarbeiten zwischen 4,5 bis 5,5 eV ebenfalls keine geeigneten Materialien für eine wirksame Elektronenerzeugung mit Hilfe des Photoeffektes sind.

Es kommen demnach nur Elektrodenmaterialien in Frage, deren Austrittsarbeit kleiner ist als die Photonenenergie des Stickstofflasers.

Es wurde deshalb Magnesium verwendet, das mit einer Austrittsarbeit von 3,6 eV die o.g. Bedingung erfüllt und sich auch hinsichtlich der einfachen mechanischen Bearbeitung als Kathodenmaterial anbot. Aufgrund des Nottingham – Effekts [64] kann die Austrittsarbeit je nach Orientierung der Mikrokristalle zur Oberfläche auch kleinere oder größere Werte annehmen.

Die Oberflächen der Magnesiumelektroden wurden vor jeder Zündung auf die gleiche Weise behandelt wie die Kupferelektroden in 3.1.4.

Die Messungen ergaben, daß auch bei Materialien mit niedriger Austrittsarbeit durch eine gepulste UV – Bestrahlung der Kathoden die Kommutierung nicht eingeleitet wird. Dies ist überraschend, weil selbst dann, wenn die Elektronenausbeute γ_p nur 10^{-6} beträgt, mindestens 10^8 Elektronen pro Puls aus der Kathode ausgelöst werden sollten.

Einer der möglichen Gründe für den Mißerfolg könnte sein, daß der Laserpuls zu kurzzeitig und zum falschen Zeitpunkt in Bezug auf die Kommutierung auf die Plasma – Wand – Grenzschicht vor der Kommutierungselektrode eingewirkt hat.

Im Folgenden soll daher untersucht werden, ob die Fußpunktzündung durch einen Dauerstrich – UV – Laser zu einem statistisch schwankenden Zeitpunkt, jedoch an der Stelle, auf die der Laserstrahl fokussiert wird, eingeleitet wird

Zu diesem Zweck wurde ein Cadmiumlaser anstelle des Stickstofflasers in den Versuchsaufbau installiert.

Die Laserleistung betrug 5 mW bei einer Wellenlänge von 325 nm. Dem entspricht ein Photonenstrom von $8 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ bei einer Photonenenergie von 3,82 eV. Der Laserstrahl wurde ebenfalls auf die Kathode fokussiert. Mit einem $\gamma_p = 10^{-6}$ sollten daher $8 \cdot 10^3$ Photonen/ μs aus der Kathode ausgelöst werden. Die Lage der Brennflecke wurde nach der Zündung mit der des fokussierten Laserstrahls verglichen.

Auch dieses Experiment zeigte keinen Einfluß des Photoeffekts auf die Kommutierung, obwohl die Zahl der Photoelektronen für einen elektrischen Durchschlag der Plasma – Wand – Grenzschicht ausreichen sollte. Die Lage der Brennflecke deckte sich bei 15 Zündungen in keinem Fall mit der des Laserfokus.

Danach müssen andere physikalische Größen einen weitaus größeren Einfluß auf die Kommutierung haben als der Photoeffekt. Dies wären nach den bisherigen Ergebnissen Oberflächenunregelmäßigkeiten und als Emissionsursache hohe Feldstärken auf der Kathode.

Der negative Ausgang des Experiments läßt sich mit Hilfe der Mac Keon – Gleichung deuten. Nach der Mac Keon – Gleichung führt der zusätzliche Photoelektronenstrom zunächst zu einer Reduzierung der Feldstärke, die von der Ionenstromkomponente auf der Kathode erzeugt wird. Die erwartete Vermehrung der Ionen in der Raumladungsschicht vor der Kathode durch die Photoelektronen ist

offenbar von untergeordneter Bedeutung. Daher ist das Ergebnis ein weiteres Indiz dafür, daß die Fußpunktzündung durch Elektronenfeldemission eingeleitet wird, wobei die erforderlichen Feldstärken durch positive Ionen erzeugt werden.

Für die Zunahme des Vorstromes mit steigendem Bogenstrom ist offenbar ein anderer Effekt als eine verstärkte Photoemission verantwortlich.

Die auf das Bogenplasma wirkende Lorentzkraft wächst mit steigendem Bogenstrom und führt dazu, daß der Lichtbogen stärker gegen die Kommutierungselektrode gedrückt wird. Dies hat eine Abnahme der Dicke der Plasma – Wand – Grenzschicht und damit einen Anstieg des Vorstromes zur Folge.

Die Größe der Austrittsarbeit sollte sich aufgrund der in 3.1.1 gemachten theoretischen Betrachtungen auch auf die Zündspannung und damit auf den Zeitpunkt der Fußpunktzündung auswirken.

Nach Gl. 4 und Abb. 10 steigt die Stromdichte j_e der feldemittierten Elektronen mit abnehmender Austrittsarbeit W_a steil an. Daher ist für die gleiche Elektronenstromdichte j_e , die benötigt wird, um den Fußpunkt aufrecht zu erhalten, eine entsprechend niedrigere Feldstärke E an der Kathodenoberfläche erforderlich. Nach der Mac Keon – Gleichung gemäß Gl. 5 hängt die Feldstärke E von der Spannung u an der Plasma – Wand – Grenzschicht und damit von der vor der Kathode anliegenden Spannung u_s ($u_s \simeq u_p$) ab.

Für $j_e = \text{const}$ folgt dann aus der Mac Keon – Gleichung und Gl. 4 näherungsweise:

$$u_s \propto E^4 \propto W_a^6.$$

Allerdings muß in Betracht gezogen werden, daß die Ionenstromdichte j_+ in der Mac Keon – Gleichung möglicherweise nicht durch die Sättigungsstromdichte

$$j_+ = \frac{1}{4} N_+ \left[\frac{8 k T}{\pi M_+} \right]^{1/2},$$

sondern durch das $u^{3/2}$ – Gesetz bestimmt wird. In diesem Fall würde die Abhängigkeit der Spannung u von E und damit von der Austrittsarbeit weniger ausge-

prägt sein.

Auf alle Fälle zeigt jedoch die Betrachtung, daß für Materialien mit geringerer Austrittsarbeit auch kleinere Zündspannungen erforderlich sind.

Spielt die Ladungsträgererzeugung durch γ -, Photo - oder thermische Effekte gegenüber der Elektronenfeldemission keine Rolle, dann sollten die Zündverzugszeiten bei reproduzierbaren äußeren Bedingungen wie Bogenstrom und Magnetfeld nur von der Austrittsarbeit und der Oberflächengüte der Kathodenmaterialien abhängig sein.

Um Materialien mit verschiedenen Austrittsarbeiten vergleichen zu können, wurden die Zündverzugszeiten zusätzlich an Magnesium gemessen, dessen Austrittsarbeit mit $W_a = 3,66$ eV wesentlich niedriger als die von Kupfer, Stahl oder Graphit ist.

Magnesium diente bereits bei den in 3.1.5 durchgeführten Untersuchungen als Kathodenmaterial. Die Magnesiumelektroden wurden vor jeder Zündung auf die in 3.1.4.1 beschriebene Weise poliert und gereinigt.

Abb. 19 zeigt den Verlauf der Summenhäufigkeitsverteilung der Zündverzugszeiten für Magnesium und zum Vergleich den in 3.1.4.1 gemessene Verlauf für Kupferelektroden. Außerdem wurde eine zusätzliche Messung mit Graphit - und Stahlelektroden durchgeführt. Damit sollte gezeigt werden, daß sich bei Materialien gleicher Austrittsarbeit die Verteilungen der Kommutierungszeiten nicht wesentlich voneinander unterscheiden.

Dazu mußten die Elektoden aber der gleichen Oberflächenbehandlung unterzogen werden. Durch die Verbesserung der Oberflächengüte konnten die in 3.1.1 aufgetretenen und diskutierten Unterschiede in der Oberflächenbeschaffenheit polierter

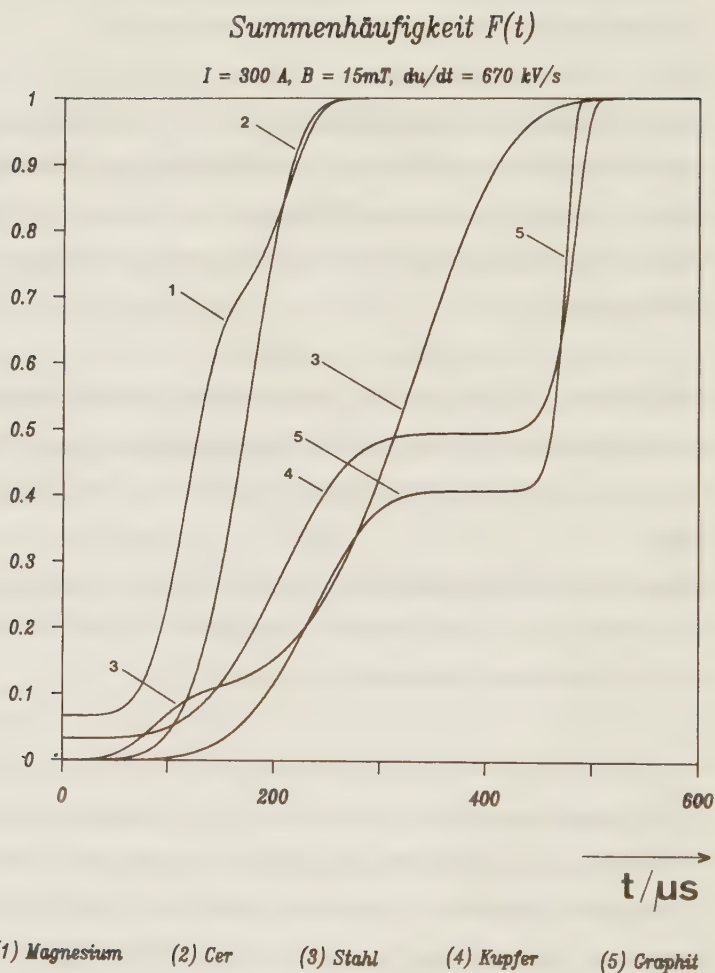


Abb. 19: Summenhäufigkeitsverteilung der Zündverzugszeiten bei Magnesium, Cer, Kupfer, Stahl und Graphit

($I = 300 \text{ A}, du/dt = 670 \text{ kV/s}, B = 15 \text{ mT}$)

Kupfer – und Graphitkathoden vermieden werden.

Bei Stahl hat die verbesserte Oberflächenbehandlung einen geringeren Einfluß auf die Oberflächengüte als bei den weichen Graphit –, Kupfer – und Magnesiumelektroden. Dies wurde bereits mit der relativen Unempfindlichkeit des harten Stahls gegenüber Mikrokratzer verursachende Fremdkörper in der Polierpaste erklärt. Deshalb unterscheidet sich der prinzipielle Verlauf der Summenhäufigkeitsverteilung in Abb. 19 nicht wesentlich von den in 3.1.1 gemessenen Verteilungen.

Die Abweichung des Verlaufs der Summenhäufigkeitsverteilung bei Stahl gegenüber denen von Kupfer und Graphit läßt sich nicht mit der etwas niedrigeren Austrittsarbeit von Stahl erklären (s. Tabelle 1), sondern ist ein Hinweis darauf, daß noch andere Festkörpereigenschaften (Ferromagnetismus) bei diesem Material eine wichtige Rolle bei der Fußpunktzündung spielen.

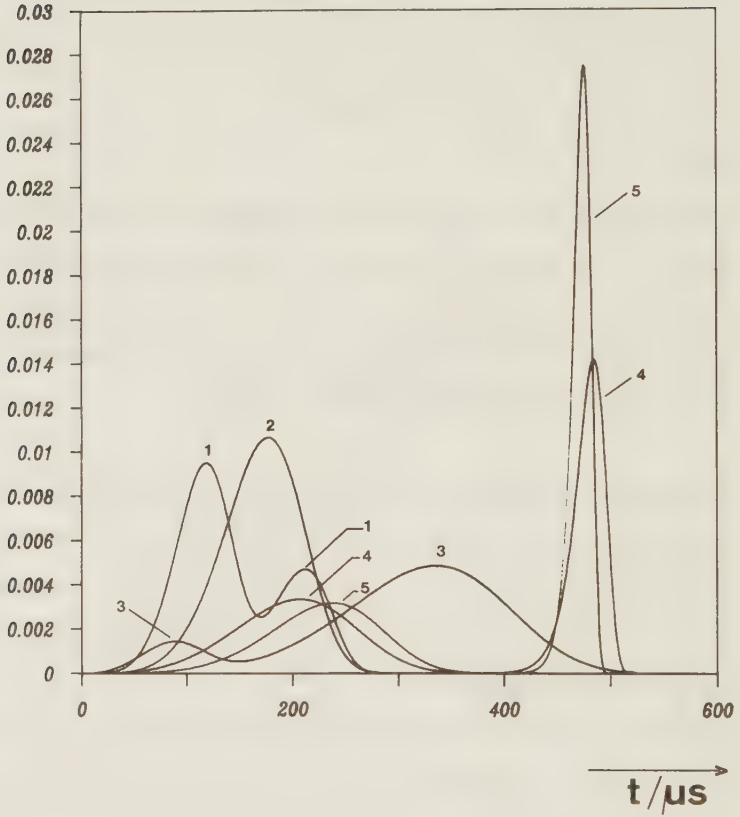
Die Ergebnisse der Messungen zeigen deutlich, daß bei den Magnesiumelektroden die Kommutierungszeiten im Mittel wesentlich kürzer sind als bei den Materialien mit den höheren Austrittsarbeiten. Der Kurvenverlauf weist eine weitgehend konstante Steigung auf. Bereiche unterschiedlich langer Kommutierungszeiten sind viel weniger stark ausgeprägt.

Wie Abb. 20 verdeutlicht, führt die geringe Abflachung des Kurvenverlaufs ab ca. $170 \mu\text{s}$ auch bei Magnesium zu zwei Maxima in der Verteilungsfunktion. Dies weist analog zu den Messungen mit den anderen Materialien auf Mikrokratzer auf der Kathodenoberfläche hin.

Da die Summenhäufigkeitsverteilung für Magnesium bereits bei wesentlich kleinerer Zeit als bei der für Kupfer und Stahl 100 % erreicht, zeigt dies, daß auch bei einer ideal glatten Oberfläche bei Magnesium insgesamt die Zündverzugszeiten wesentlich niedriger sind als bei den anderen Materialien.

Verteilungsfunktion $f(t)=F'(t)$

blanke Elektroden : $I=300A$



(1) *Magnesium*

(2) *Cer*

(3) *Stahl*

(4) *Kupfer*

(5) *Graphit*

Abb. 20: Ableitung der Verteilungsfunktion $F(t)$ aus Abb. 19

Durch eine zusätzliche Messung sollte untersucht werden, ob die mittleren Zündverzugszeiten zu kleineren Austrittsarbeiten hin kontinuierlich abnehmen. Als Kathodenmaterial diente Cer. Cer, eine seltene Erde, hat eine Austrittsarbeit von nur 2,88 eV [69].

Die bei diesem Material gemessenen Zündverzugszeiten sind ebenfalls in Abb. 19 und 20 aufgetragen. Die Verläufe zeigen, daß sich die Zeiten für Magnesium und Cer nicht wesentlich voneinander unterscheiden. In beiden Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß der bei allen anderen Materialien gemessene Wendepunkt in den Verläufen der Summenhäufigkeitsverteilungen in Abb. 19 bzw. die beiden Maxima in den Verteilungsfunktionen in Abb. 20 bei Cer nicht auftreten.

Dies ist ein Indiz dafür, daß sich bei Cer eine bessere Oberflächengüte erreichen ließ und sich dadurch weniger Mikrokratzer auf der Kathodenoberfläche befanden als bei den anderen Materialien.

Dies erklärt auch, weshalb trotz der höheren Austrittsarbeit die Summenhäufigkeitsverteilung für Magnesium zunächst steiler als die von Cer ist.

Die geringen Unterschiede zwischen den Verläufen bei Kupfer und Graphit bestätigen die Annahme, daß sich bei Materialien mit gleicher Austrittsarbeit die Kommutierungszeiten nicht wesentlich unterscheiden.

Dies bekräftigt die in dieser Arbeit aufgestellte Hypothese, daß für die Zündung von Bogenfußpunkten auf kalten Kathoden die Feldemission verantwortlich ist und daß Temperatureffekte bei der Kommutierung kaum eine Rolle spielen.

3.1.7 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den elektrischen Messungen

Die Messungen der Kommutierungszeiten ergaben Summenhäufigkeitsverteilungen der Zündverzugszeiten, die zwischen den Bereichen kurzer und langer Kommutierungszeiten einen mehr oder weniger stark ausgeprägten Wendepunkt auf-

weisen. Der Bereich kurzer Kommutierungszeiten läßt sich als Folge von Mikrokratzern auf der Elektrodenoberfläche deuten.

Für die extrem kurzen Zündverzugszeiten von einigen Mikrosekunden, die zusätzlich beobachtet wurden, konnte keine eindeutige Erklärung gegeben werden.

Daß diese Zeiten häufiger gemessen wurden, wenn der Lichtbogen auf der Kante der Kathode ansetzte, läßt vermuten, daß die extrem kurzen Zündverzugszeiten dann auftreten, wenn das Bogenplasma unmittelbar nach dem Kontakt mit der Elektrodenoberfläche günstige Emissionsgebiete vorfindet.

Weiterhin sprechen die Ergebnisse dieses Kapitels für eine kontrahierte Glimmentladung unmittelbar vor dem Übergang von der Glimm – in die Bogenentladung bei der Fußpunktzündung. Der Durchmesser der kontrahierten Glimmentladung vor der Kathode wurde abgeschätzt und liegt mit etwa 5 bis 20 μm in der gleichen Größenordnung wie der Bogenbrennfleck und ein bis zwei Größenordnungen über dem Durchmesser der Fußpunktcrater.

Oxydschichten unterschiedlicher Dicke auf Kupferelektroden haben nur einen geringen Einfluß auf die Kommutierungszeit. Bei einer Schichtdicke von ca. 90 nm ergab sich eine Verkürzung der Zeiten von ca. 10 % im Bereich kurzer Zündverzugszeiten und ca. 23 % im Bereich langer Kommutierungszeiten.

Einen großen Einfluß auf die Kommutierungszeiten hingegen hat die Austrittsarbeit der Kathodenmaterialien. Geringere Austrittsarbeiten führen zu einem steileren Anstieg der Summenhäufigkeitsverteilungen der Zündverzugszeiten. Die beiden Bereiche unterschiedlicher Kommutierungszeiten, die bei Graphit, Stahl und Kupfer gemessen wurden, sind bei genügend kleiner Austrittsarbeit nur noch andeutungsweise vorhanden.

Die geringen Unterschiede in den Kurvenverläufen bei Graphit und Kupfer zeigen, daß die Zündverzugszeiten in starkem Maße von der Austrittsarbeit und der Oberflächengüte der Kathoden abhängen.

Die geringen Unterschiede zwischen Cer und Magnesium sind zugleich ein Hinweis darauf, daß neben der Austrittsarbeit vermutlich auch noch andere Festkörpereigenschaften eine wichtige Rolle bei der Fußpunktzündung spielen. Beim Vergleich zwischen Cer und Magnesium fällt vor allem der signifikante Unterschied in der elektrischen Leitfähigkeit auf.

Die abweichende Kurvenform für Stahl ist ebenfalls ein Hinweis auf die Rolle weiterer Festkörpereigenschaften wie die des Ferromagnetismus.

Thermische Effekte spielen bei der Einleitung der Fußpunktzündung auf den Kathoden keine oder nur eine geringe Rolle. Dies bekräftigt die Annahme, daß Feldemission den für die Fußpunktbildung verantwortlichen Zündmechanismus darstellt.

Die vom Lichtbogen hinterlassenen Fußpunktkrater auf der Elektrodenoberfläche wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop (Cambridge S150) untersucht. Die Auflösung des Mikroskops ermöglichte die Beobachtung von Strukturen im zehntel Mikrometerbereich. Um die Kraterstrukturen gut sichtbar machen zu können, wurden die Proben in unterschiedlichen Winkeln zum Elektronenstrahl gelegt. Dadurch wurde der Elektronenstrahl entsprechend der Winkeländerung unterschiedlich gestreut. Das Kraterbild, das über das "Streulicht" des Elektronenstrahls erzeugt und auf dem Monitor dargestellt wird, wurde dadurch verzerrt wiedergegeben. Bei großen Winkeln wurden kreisförmige Kraterstrukturen als elliptische auf dem Monitor abgebildet. Durch die Eingabe des Winkels der Probe zum Elektronenstrahl wurde das auf dem Monitor dargestellte Bild elektronisch entzerrt.

Um nur die ersten Fußpunktkrater auf der Kommutierungselektrode untersuchen zu können, wurde der Strom bei einem Teil der Versuche unmittelbar nach der Fußpunktzündung auf die in 2.2 nach Abb. 5 dargestellten Weise abgeschaltet. Der Strom fließt in diesen Fällen nur für einige 100 ns zur Kommutierungselektrode.

3.2.1

Untersuchung an Graphit-, Kupfer- und Stahlelektroden

In Abb. 21 erkennt man, daß sich auch bei diesen kurzen Einwirkungszeiten des Plasmas auf die Elektrodenoberfläche eine Anzahl von Krater auf der Kathode bilden.

Dies ist aber nach Messungen bzw. Berechnungen in [4], [8], [9], wonach die



10 μm

Abb. 21: REM – Aufnahme von der Lichtbogenspur auf einer blanken Kupferelektrode

Bogenbrenndauer	: $t_{Br} \approx 500 \text{ ns}$
maximaler Bogenstrom	: $i_{\text{max}} = 8,8 \text{ A}$
Kommutierungszeit	: $t_k = 250 \mu\text{s}$

Lebensdauer von Fußpunktkratern zwischen einigen Nanosekunden bis zu über einer Mikrosekunde betragen kann, nicht überraschend. Das macht aber eine Aussage darüber, wie viele Fußpunktkrater während der Zündphase gleichzeitig existieren, schwierig.

Das gleiche gilt für die Größe des Stromes, der durch die einzelnen Fußpunktkrater fließt. Um diesen abzuschätzen bleibt nichts anderes übrig, als den gesamten Strom, der durch die Kathode fließt, entsprechend der Größe der Kraterflächen auf die Fußpunktkrater aufzuteilen. Dabei wird eine konstante Stromdichte, die für alle Fußpunktkrater gleich ist, während der gesamten Brenndauer vorausgesetzt.

Ein Beispiel für den Stromverlauf durch die Kommutierungselektrode bei einer Schnellabschaltung ist in Abb. 22 dargestellt. Er gehört zu der Elektronenmikroskopaufnahme in Abb. 21.

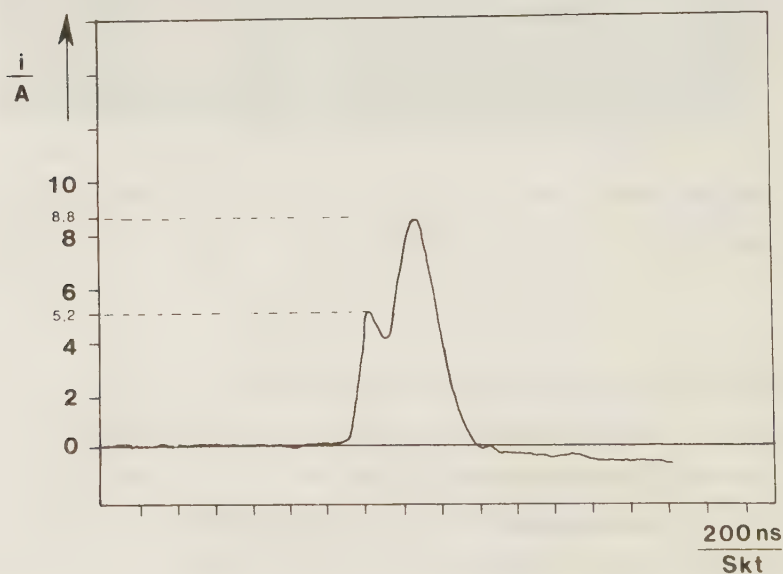


Abb. 22: Strom durch die Kommutierungselektrode bei einer Schnellabschaltung

Aus Kraterstrom und -fläche läßt sich dann die Stromdichte abschätzen, die nach den oben genannten Anmerkungen kleiner sein wird als sie tatsächlich ist. Sie stellt aber bei einer kurzen Stromflußzeit und der daraus resultierenden geringen Anzahl von Fußpunktkratern eine gute größenordnungsmäßige Abschätzung dar.

3.2.1.1

Kraterstruktur auf Kupferelektroden

Abb.19 zeigt die Fußpunktspuren auf einer blanken Kupferelektrode. Die Kommutierungszeit betrug 250 μ s, der Strom 8,8 A und die Brenndauer ca. 500 ns.

Es ist die gesamte vom Bogenansatz beanspruchte Fläche dargestellt. Auf ihr befinden sich die einzelnen Fußpunktkrater mit Durchmessern zwischen 0,1 und 2 μ m. Auf den Originalfotos ist außerdem ein wesentlich größerer Brennfleck, in dem sich die Fußpunktkrater befinden, zu erkennen.

Während bei den sehr kleinen Kratern außerhalb des Kraterrandes keine Bogeneinwirkung sichtbar ist, weisen die großen Krater erheblichen Materialniederschlag und teilweise kleinere Fußpunktansätze in der Umgebung des Ursprungskraters auf.

Bei Durchmessern von über 1 μ m beobachtet man bei den Kupferelektroden eine spezielle innere Struktur des Kraters. Das ist in Abb. 21 und 23 in zwei Fällen zu erkennen. Es bildet sich in der Mitte des Kraters ein sich nach oben verzweigender Kupferkegel aus. Dieses Verhalten soll mit Hilfe der in Abb. 24 dargestellten Verhältnissen im Fußpunktkrater gedeutet werden.

Während man bei den kleinen Kratern mit Durchmessern unterhalb von einem Mikrometer noch von einem kugelsymmetrischen Querschnitt ausgehen kann, gilt dies nicht mehr für Krater mit Radien oberhalb von 0,5 μ m. Die Kratertiefe entspricht nicht mehr dem Kraterdurchmesser, der sich bei längerer Bogeneinwir-



Abb. 23: Krater auf der Kupferkathode mit Kupferkegel in der Mitte des Fußpunktkraters

kung ausdehnt, ohne zu einer der Ausdehnung proportionalen Vertiefung des Kraters zu führen.

Der Fußpunktkrater stellt für die elektrischen Stromlinien eine starke Einschnürung dar. Die vom elektrischen Strom im Fußpunktplasma erzeugten eigenmagnetischen Kräfte haben eine auf die Achse des Entladungskanals gerichtete radiale Komponente und eine aus dem Fußpunkt hinaus gerichtete axiale Komponente. Diese Kräfte beschleunigen den Kupferdampf in axialer Richtung vom Fußpunktkrater weg.

Bei der Ausdehnung des Fußpunktkraters nimmt die Temperatur des Fußpunktplasmas ab, und es bildet sich auf dem Kraterboden eine Kupferschmelze, die sich mit größer werdendem Kraterdurchmesser verbreitert. Durch die eigenmagnetischen Kräfte wird die Kupferschmelze dann nach oben gedrückt und nimmt die Gestalt eines Kreiskegels an.

Der Abfall des Kupferdampfdrucks aufgrund der Kühlung führt zu einer Abnahme der Geschwindigkeit des Dampfes. Der Materialausstoß erfolgt breitflächig und kann dazu führen, daß das herausgeschleuderte Material das Fußpunktplasma so stark abkühlt, daß die Bedingungen zur Aufrechterhaltung des Stromes zerstört werden und der Fußpunkt verlischt.

Der erloschene Krater hinterläßt dann die in Abb. 21 und 23 dargestellten Strukturen.

Das Laufverhalten des Fußpunktes und die Unregelmäßigkeiten der Kraterstrukturen sind ein Indiz dafür, daß bei den Kupferelektroden die Elektronen auch nach der Fußpunktzündung durch Feldemission erzeugt werden.

Eine Unterstützung der Ladungsträgererzeugung durch thermische Emission vor allem bei der Verbreiterung des Kraters und der daraus folgenden Stromdichteab-

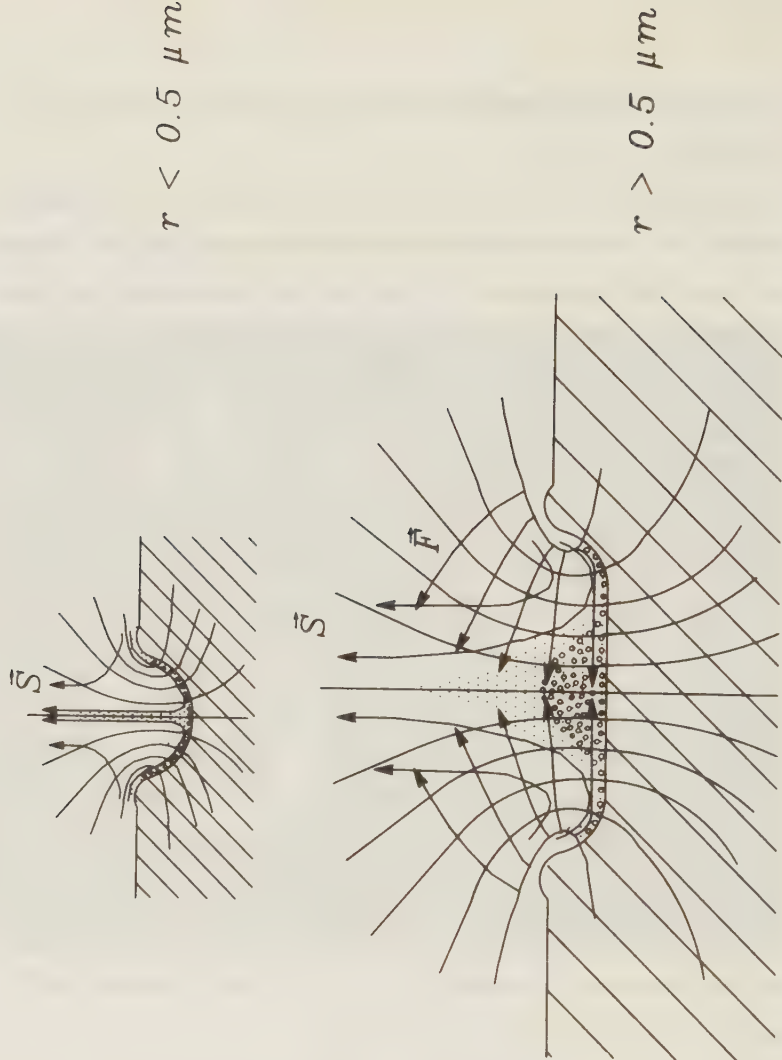


Abb. 24: Schematische Darstellung der Kratergeometrie für kleine und große Kraterradien. Eingezeichnet sind der Kräfteverlauf $\vec{F}$ senkrecht zu den Stromfäden und der Massestrom $\vec{S}$ des Kupferdampfes (gepunktet dargestellt). Die Kupferschmelze ist durch Kreise gekennzeichnet.

nahme ist nach [11] nicht auszuschließen. Dieser Mechanismus der Ladungsträgerzeugung tritt, wie bereits in der Einleitung erwähnt, bei hohen Kathodentemperaturen in den Vordergrund und zeichnet sich durch eine niedrige Wanderungsgeschwindigkeit des Fußpunktkraters aus.

Die Kraterstrukturen in Abb. 21 und 23 weisen dagegen auf eine rege Fußpunkt-bewegung hin. Diese Beobachtungen sprechen dafür, daß die thermische Emission von Ladungsträger nur einen geringen Beitrag zum Elektronenstrom liefert.

Ein Vorherrschen der Feldemission bei Cu – Elektroden auch nach der Zündung erklärt auch die kleinen Krater am Rand der großen Fußpunktkrater.

Da die Bedingungen für Feldemission nach [1] bei Kupferelektroden und anderen niedrig schmelzenden Materialien auf schmelzflüssiger Oberfläche nicht mehr gegeben sind, muß die Elektronenemission auf kalte Stellen der Oberfläche ausweichen. Findet das Fußpunktplasma an anderen Stellen der Elektrodenoberfläche nicht sofort günstige Zündbedingungen vor, so setzt der Fußpunkt an den seitlichen Kraterflächen und auf dem Ringwall um den Krater an.

Eine modifizierte Form des Fußpunktkraters beobachtet man auf Kupferelektroden, die mit einer Oxydschicht überzogen sind. Abb. 25 und 26 zeigen die Spuren eines Bogens mit $5\ \mu\text{s}$ Brenndauer auf einer oxydierten Kupferelektrode. Man erkennt deutlich den Brennfleck, in dem sich die einzelnen Fußpunktkrater befinden. Das bei der Fußpunktzündung verdampfende Kathodenmaterial wird mit dem Oxyd weggeschleudert und schlägt sich außerhalb des Brennflecks nieder. Es fehlen deshalb bei den Fußpunktkratern, wie eine Vergrößerung in Abb. 26 zeigt und wie von Guile [8] ebenfalls beobachtet wurde, die sonst typischen Strukturen am Kraterand, hervorgerufen durch niederschlagendes Kathodenmaterial.

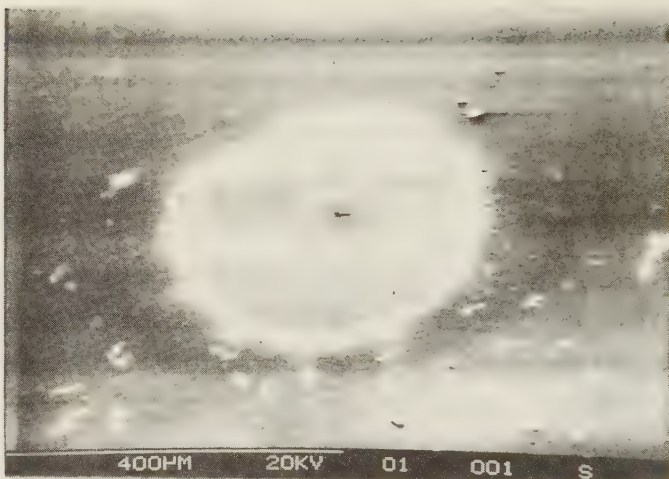


Abb. 25: REM – Aufnahme von der Bogenspur auf einer oxydierten Kupferkathode

Oxydschichtdicke : $d \approx 50 \text{ nm}$, Bogenbrenndauer : $t_{Br} = 5 \mu\text{s}$

Kommutierungszeit: $t_k = 220 \mu\text{s}$, Bogenstrom : $I = 300 \text{ A}$

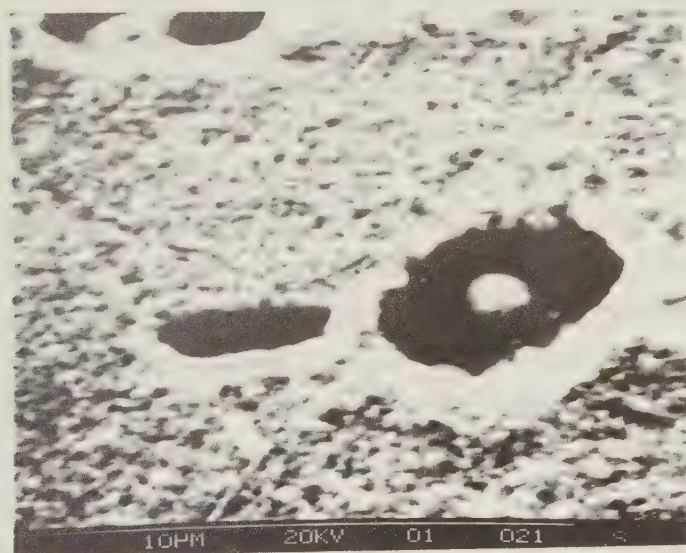
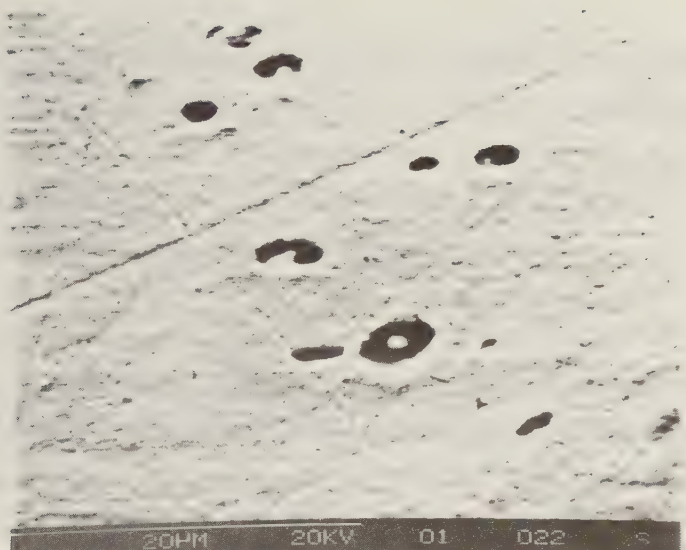


Abb. 26: REM – Aufnahme
Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 25

Außerdem ist bei keinem Krater eine Bogentätigkeit am Kraterrand der Ursprungskrater zu erkennen, wie sie in den Abbildungen bei blanken Elektroden beobachtet wurde.

Das bestätigt, daß bei den blanken Elektroden kaltes niedergeschlagenes Kathodenmaterial am Rand des Kraters eine günstige Bedingung für eine Neuzündung von Fußpunkten in Kraternähe darstellt.

Guile hat in [8] festgestellt, daß die Lebensdauer von Fußpunktkratern im Falle dünner Oxydschichten sowohl bei Kupfer als auch Stahlelektroden in Einzelfällen wesentlich größer ist als bei blanken Elektroden. Bei Kupfer verlängert sich die Lebensdauer von durchschnittlich 50 ns auf bis zu 1 μ s, bei Stahl von 400 ns auf 3,5 μ s.

Eine mögliche Erklärung sieht er darin, daß bei Verlöschen der Emissionsbedingungen in der Kratermitte der Fußpunkt in der ringförmigen Umgebung des Ursprungskraters neue Emissionsgebiete sucht, so daß der Fußpunkt die Kupferschmelze röhrenförmig umgibt.

Diese Deutung des Verhaltens des Fußpunktplasmas galt für Kupfer – und Stahlelektroden mit Oxydschichten von 2,5 nm.

Die ringförmige Ausdehnung des Fußpunktes erfolgt nach Guile dadurch, daß die aus dem Plasma kommenden Ionen die oxydbedeckte Oberfläche am Kraterrand aufladen. Die dadurch erzeugte hohe Feldstärke zwischen Oxyd und Metalloberfläche führt zu einer starken Elektronenemission und einer erhöhten Stromdichte am Kraterrand.

Eine derartige röhrenförmige Stromverteilung ist jedoch gegenüber kleinen Störungen der Stromverteilung magnetisch instabil und deshalb nur kurzzeitig existenzfähig. Der röhrenförmige Strom führt auf der schmalen emittierenden Ringfläche zu einer hohen Temperatur und zu einer entsprechenden hohen Verdampfung.

Aufgrund der Stromdichteabnahme in der Kratermitte kommt es zu einer Abkühlung und damit zur Ausbildung einer Schmelze in der Mitte des Fußpunktkraters. Dieser in [8] gemachte Versuch der Erklärung großer Kraterdurchmesser und der langen Lebensdauer erklärt auch für oxydierte Elektroden den Kupferkegel in der Mitte großer Krater.

Wie die Abb. 21 zeigt, hat der Bogenfußpunkt an einem Mikrokratzer angesetzt. Auch die anderen Fußpunktkrater befinden sich an solchen Oberflächenunregelmäßigkeiten. Da sich zwischen den Kratzern genügend kratzerfreie Zonen befinden, zeigt dies wie in 3.1.1. bereits vermutet, daß das Bogenplasma tatsächlich bevorzugt an Oberflächenunregelmäßigkeiten auf der Kathode ansetzt.

Wie der Vergleich zwischen den elektronenmikroskopischen Aufnahmen und den dazugehörigen elektrischen Messungen zeigt, setzt der Fußpunkt bei kurzen Kommutierungszeiten ausnahmslos an Mikrokratzern an, während es bei langen Zündverzugszeiten vorkam, daß der Bogen auch auf kratzerfreien Elektrodenoberflächen ansetzte. Ein Beispiel dafür zeigt Abb. 27.

Offenbar findet das Bogenplasma vor der Fußpunktzündung bei langen Kommutierungszeiten erst spät bzw. bei hoher Spannung günstige Zündbedingungen vor. Dies wurde durch eine Messung bestätigt, bei der eine mit Schmirgelpapier aufgerauhte Oberfläche dem Plasma ausgesetzt wurde. Dabei zeigte sich, daß der Bereich langer Kommutierungszeiten verschwand und sich fast nur noch Zündverzugszeiten bis zu ca. 250 μ s ergaben.

Die Gründe für das Auftreten der extrem kurzen Kommutierungszeiten von einigen Mikrosekunden konnte allerdings nicht geklärt werden. Mikrokratzer auf der Kathodenoberfläche sind für das Auftreten dieser Zeiten aber sicherlich mitverantwortlich.

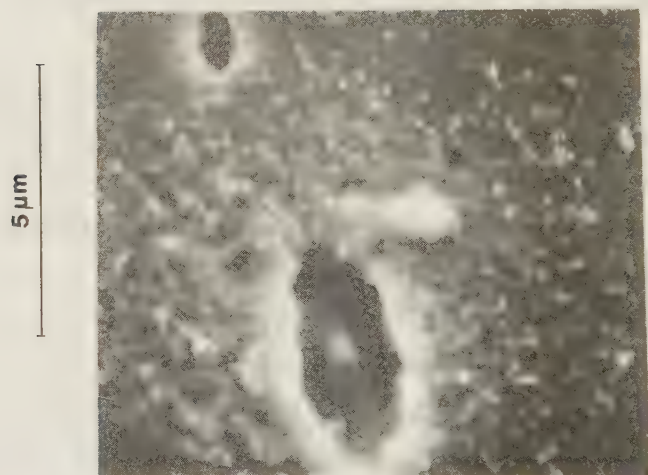


Abb. 27: REM – Aufnahme von der Bogenspur auf einer blanken Kupferelektrode, bei der der Bogen auf kratzerfreien Flächen ansetzte
 Kommutierungszeit : $t_k = 400 \mu s$, Bogenbrenndauer : $t_{Br} = 840 ns$
 maximaler Bogenstrom: $i_{max} = 12 A$

Betrachtet man dagegen die Mikroskopaufnahmen von Stahlelektroden, stellt man, wie in Abb. 28 dargestellt, fest, daß sich hier die Kraterstrukturen von denen der Kupferelktroden deutlich unterscheiden.

Die kleinsten Krater mit Durchmesser im 0,1 Mikrometerbereich sind wie die entsprechenden Krater auf Kupfer kugelsymmetrisch, während die großen Krater mit Durchmessern von maximal 3 μm eine ausgeprägte Trichterform aufweisen.

Die Krater sind sehr tief und verengen sich zu dünnen Kanälen wie ein vergrößerter Ausschnitt in Abb. 28 zeigt.

Weiterhin auffallend und gegensätzlich zu den Kratern bei den Kupferelektroden ist der gleichmäßige und wuchtige Kraterwall.

Offenbar ist bei den Stahlelektroden das Fußpunktplasma stärker als bei den Kupferelktroden kontrahiert. Dies bewirkt, daß die hohe Temperatur in der Achse des Fußpunktplasmas über längere Zeit erhalten bleibt.

Die relativ glatten Innenwände der Kraterkanäle lassen darauf schließen, daß der Fußpunkt nach der Zündung ruhig im Temperaturtrichter des Kraters brennt und die Zündung neuer Fußpunkte direkt am Kraterand unterbleibt.

Erst wenn die Stromdichte durch den sich verbreiternden Krater den zur Aufrechterhaltung der Ladungsträgererzeugung notwendigen Minimalwert unterschreitet, zündet der Fußpunkt an anderen Stellen auf der Kathodenoberfläche.

Die Gleichmäßigkeit des Niederschlags von Kathodenmaterial auf dem Kraterand ist ein Indiz dafür, daß das explosionsartige Herausschleudern von Kathodenschmelze wie es bei Kupfer der Fall ist, nicht auftritt.

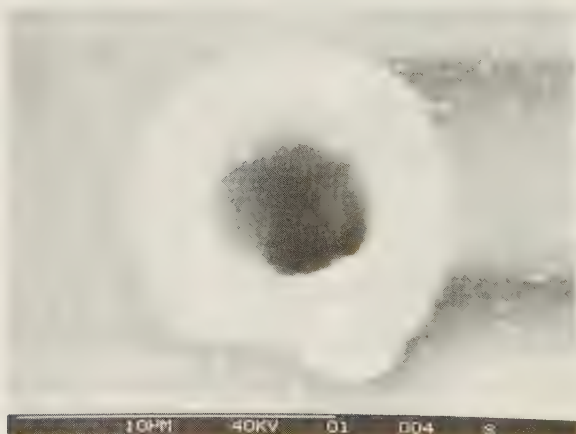
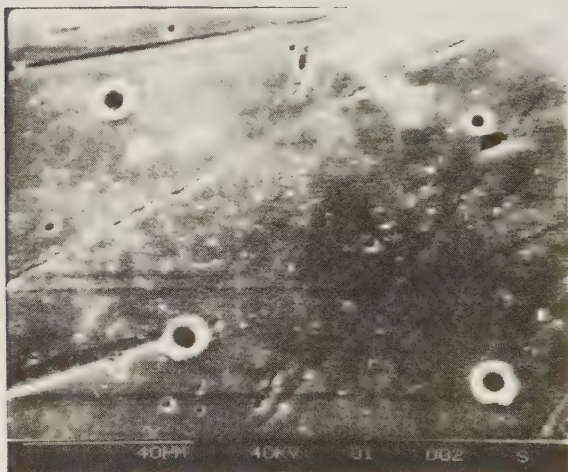


Abb. 28: REM – Aufnahme von der Bogenspur auf einer Stahlelektrode
 Kommutierungszeit : $t_k = 410 \mu s$, Bogenbrenndauer : $t_{Br} = 5 \mu s$
 Bogenstrom : $I = 300 A$

Die genannten Unterschiede der Kraterbilder von Kupfer – und Stahlelektroden weisen auf einen unterschiedlichen Brennmechanismus nach der Kraterbildung hin.

Bei Stahlelektroden spielt die thermische Emission nach der Fußpunktzündung wahrscheinlich eine größere Rolle als bei Kupfer. Der Grund dafür liegt wohl in dem um fast eine Größenordnung über dem von Kupfer liegenden elektrischen Widerstand, der zu hohen Kathodentemperaturen führt und zu deren Aufrechterhaltung den Fußpunkt veranlaßt, auf einer Stelle zu verharren.

3.2.1.3

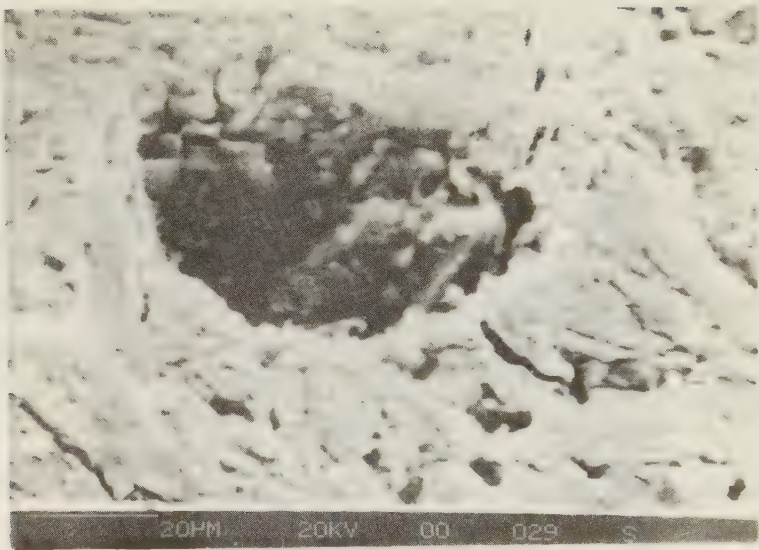
Kraterstruktur auf Graphitelektroden

Bei hochschmelzenden Materialien wie Wolfram spielt die thermische Emission bzw. die Thermofeldemission eine wichtige Rolle. Auch bei Graphit ist dies nach der Zündung vermutlich der dominierende Prozeß. Abb. 30 a) zeigt die Bogenspuren auf einer Graphitelektrode mit nur einem Krater, dessen Durchmesser bei einem Strom von 300 A ca 50 μm beträgt.

Das Fußpunktplasma verharrt während der gesamten Bogenbrenndauer von ca. 4 μs an einer Stelle, wobei die Anstiegszeit des Stromes bei der Zündung ca. $8 \cdot 10^7$ A/s betrug.

Der Fußpunkt beginnt danach im sich ausweitenden Temperaturtrichter des Ursprungkraters zu wandern, so daß sich, wie Abb. 30 b) zeigt, eine zusammenhängende Laufspur ergibt.

a)



b)

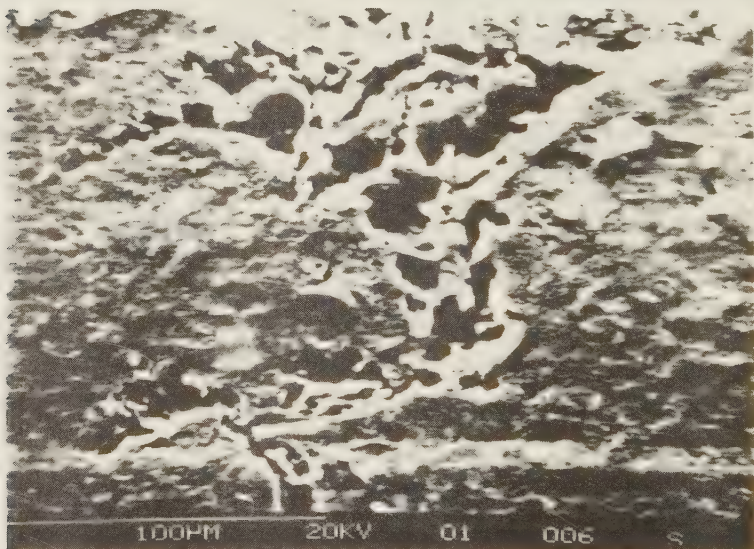


Abb. 30: REM – Aufnahme von der Bogenspur auf einer Graphitelektrode

a) Bogenbrenndauer: $t_{Br} = 4 \mu s$, b) Bogenbrenndauer: $t_{Br} = 350 \mu s$
 Bogenstrom : $I = 300 A$, Bogenstrom : $I = 300 A$

Die elektronenmikroskopischen Untersuchungen zeigen, daß der Lichtbogen bei der Zündung nur mit einem oder nur wenigen Fußpunkten innerhalb eines Brennflecks auf der Kommutierungselektrode ansetzt. Die Bildung weiterer Fußpunkte geschieht durch Neuzündung außerhalb des Ursprungskraters in unmittelbarer Nähe oder an anderer Stelle auf der Kathodenoberfläche. Zugleich verlöschen die älteren Krater nach einer gewissen Lebensdauer.

Die zusammenhängenden Laufspuren der Fußpunkte bei Graphit weisen darauf hin, daß die Fußpunkte nach der Zündung innerhalb des sich ausdehnenden Temperaturtrichters der Ursprungskrater wandern.

Der Bogenfußpunkt bevorzugt Stellen niedergeschlagenen Kathodenmaterials von verloschenen Kratern oder Oberflächenunregelmäßigkeiten wie Mikrokratzer als Ansatzstellen.

Mikroerhebungen und Kanten sind daher auch verantwortlich für die in 3.1.1 gemessenen kurzen Kommutierungszeiten. Die dabei festgestellten extrem kurzen Zündverzugszeiten von einigen Mikrosekunden konnten nicht geklärt werden. Oberflächenunregelmäßigkeiten spielen dabei aber sicherlich eine entscheidende Rolle.

Die optische Registrierung des Lichtbogens vor und während der Kommutierung erfolgte mit einer Kleinbildkamera und Hochgeschwindigkeitskameras im Streak – und Framing – Modus.

Bei den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen dienten die nach Abb. 1 seitlich am Entladungsgefäß angebrachten Quarzfenster als Beobachtungsfenster, während die Einzelbildaufnahmen mit der Kleinbildkamera durch ein nach Abb. 31 anodenseitig angebrachtes Fenster erfolgten.

Um die Brennfleckstruktur auf der Oberfläche der Kathode untersuchen zu können, wurde der Umlenkspiegel USp so aufgestellt, daß die Oberfläche der Kommutierungselektrode schräg von oben betrachtet werden konnte.

3.3.1

Die Bogenbewegung im Entladungsgefäß und vor der Kathode

Zuerst wurde die Bewegung des gesamten Lichtbogens von der Zündung bis zur Abschaltung mit einer HYCAM-Hochgeschwindigkeitskamera^{*} aufgenommen. Die Bildfrequenz lag bei 20000 oder 40000 B/s.

Ein in der Kamera eingebauter Impulsgeber setzte in Abständen von 50 μ s Marken auf den Rand des Films, so daß die elektrischen Messungen nach 3.1. und die

* Leihgabe von Prof. Dr. Pietsch

Lehrstuhl für Elektrotechnik und Gasentladungstechnik,
RWTH Aachen

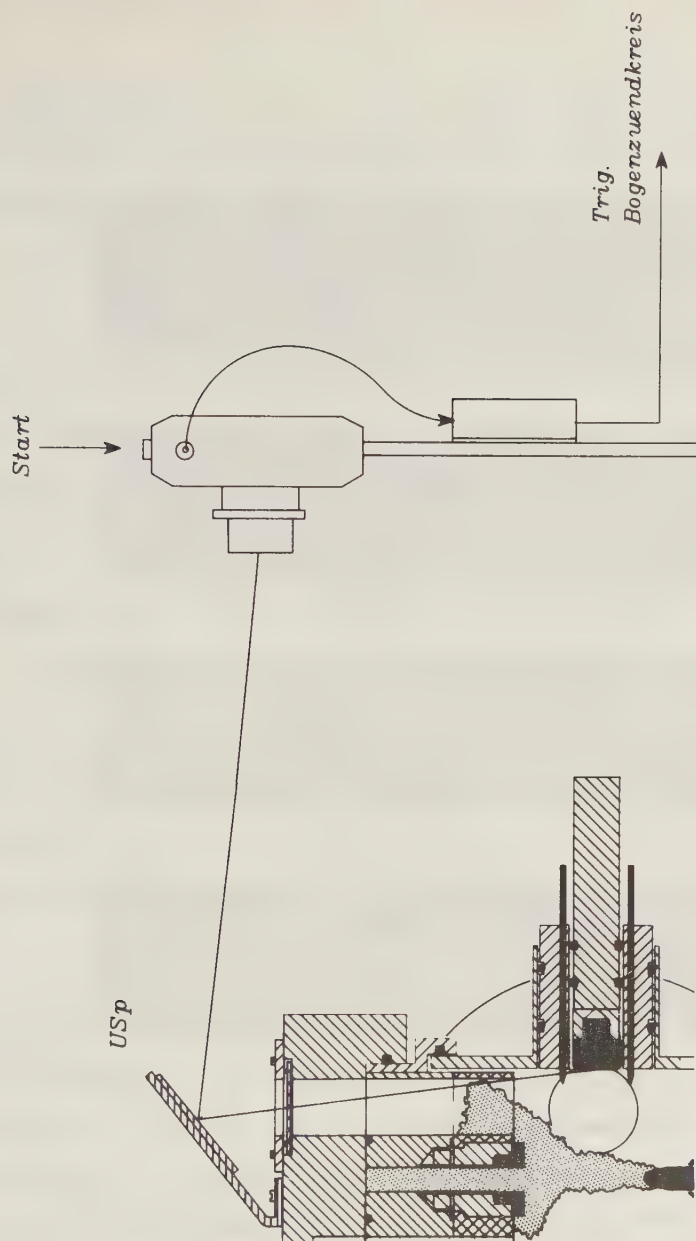


Abb. 31: Experimentelle Anordnung für Einzelbildaufnahmen

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen einander eindeutig zugeordnet werden konnten. Bei diesen Messungen wurde der Bogenzündkreis durch einen von der Kamera erzeugten Spannungsimpuls getriggert. Der Bogen wurde gezündet, sobald die für die eingestellte Bildfrequenz benötigte Filmgeschwindigkeit erreicht wurde.

Abb. 32 zeigt einen Filmausschnitt von der Bewegung des zwischen Anode A (oben im Bild) und der Kathode K (unten im Bild) brennenden Bogens nach Einschalten des magnetischen Blasfeldes (Beschreibung s. 2.2., Abb. 4). Das Plasma, das durch die Lorentzkräfte an die Kathodenoberfläche der Kommutierungselektrode KE gedrückt wird, bildet in dem gezeigten Beispiel erst nach $450\text{ }\mu\text{s}$ einen leitenden Plasmakanal zur Kommutierungselektrode hin aus. Bei kurzen Kommutierungszeiten zündet der Fußpunkt, wie in Abb. 33 dargestellt, bereits bevor der heiße Bogenkern die Kommutierungselektrode erreicht hat.

Die o.g. Beobachtung, daß das Bogenplasma einige Zeit auf der Kathodenoberfläche anliegt, ohne daß eine Fußpunktzündung eingeleitet wird, zeigt auch Abb. 34. Hier ist nur der Bereich vor der Kommutierungselektrode abgebildet. Die Bildhöhe entspricht dem Durchmesser der Kommutierungselektrode, der bei diesen Aufnahmen 6 mm betrug.

Aufnahmen mit einer Kleinbildkamera, deren Verschuß während der gesamten Bogenbrenndauer geöffnet war, zeigt die Abbildung 35 a) u. b). Dabei wurde der Lichtbogen wie auch in den Messungen zuvor ca. $500\ldots 600\text{ }\mu\text{s}$ nach Zünden des Kommutierungskreises abgeschaltet. Es bilden sich oft auf der Kathodenoberfläche bei Brenndauern von ca. $300\text{ }\mu\text{s}$ und mehr nacheinander mehrere voneinander getrennte Brennflecke. Rechts im Bild der Abb. 35 a) erkennt man wie das Plasma der außerhalb des ersten Brennflecks gezündeten Nebenzündung durch die

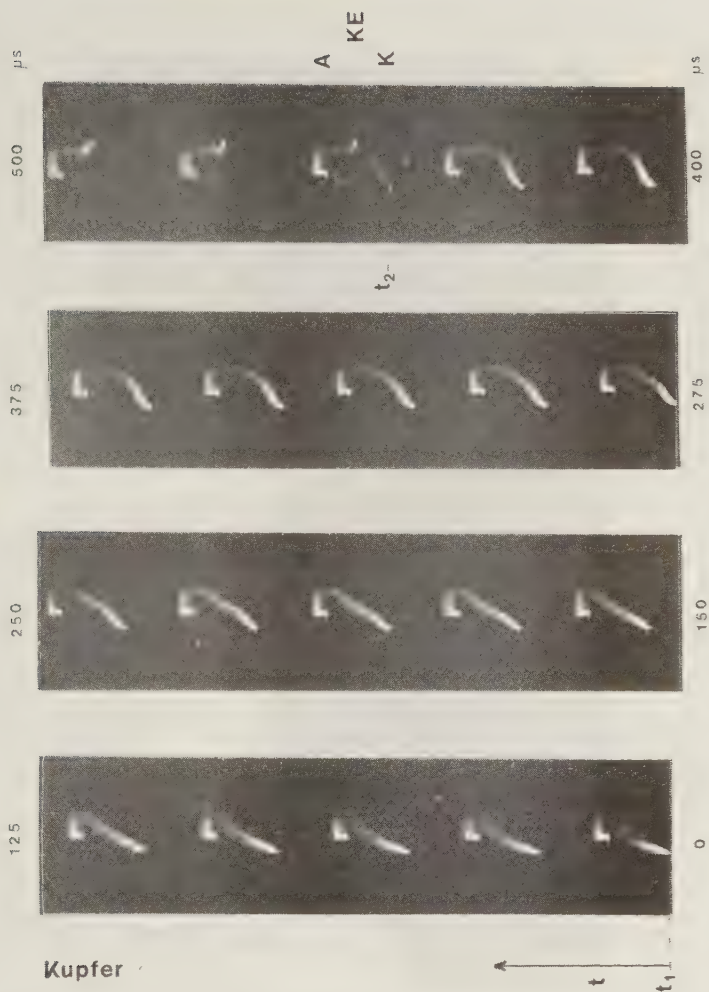
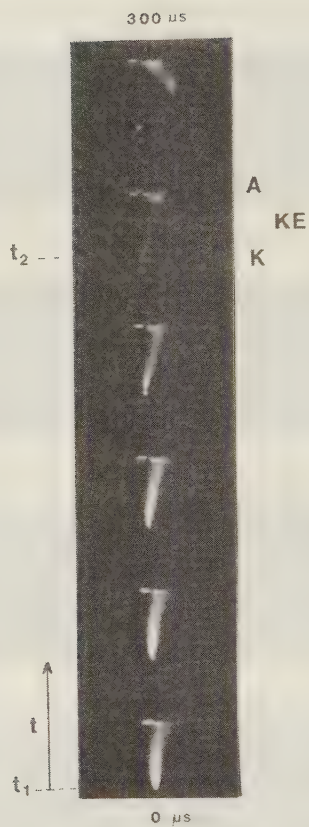


Abb. 32: Die Bogenbewegung im Entladungsgefäß
 Bogenstrom : $I = 300 \text{ A}$, Kommutierungszeit : $t_k = 450 \mu\text{s}$,
 Blasfeld : $B = 15 \text{ mT}$, Bildfrequenz : 40000 B/s ,



Graphit

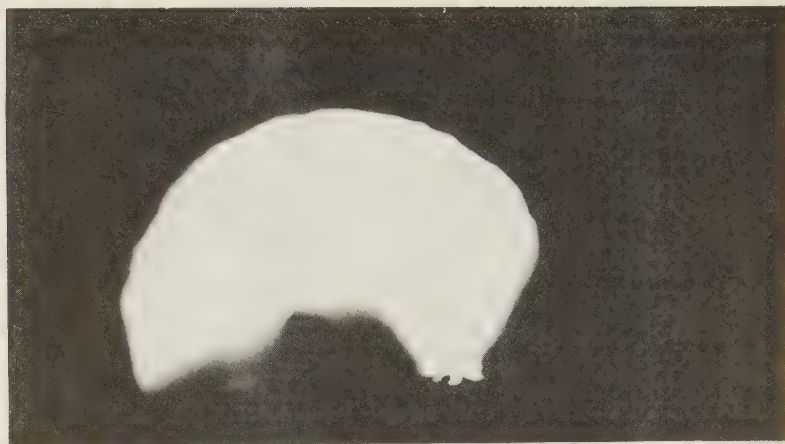
Abb. 33: Die Bogenbewegung im Entladungsgefäß

Bogenstrom : $I = 300 \text{ A}$, Kommutierungszeit : $t_k = 215 \mu\text{s}$,

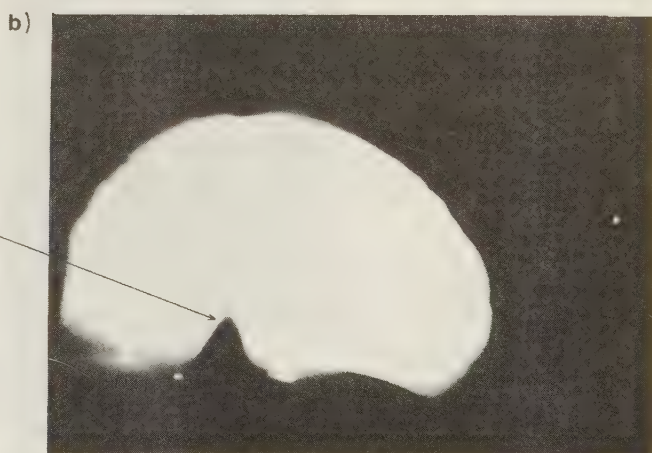
Blasfeld : $B = 15 \text{ mT}$, Bildfrequenz : 20000 B/s ,



Abb. 34: Die Bogenbewegung vor der Kommutierungselektrode
 Bogenstrom : $I = 300 \text{ A}$, Kommutierungszeit : $t_k = 420 \mu\text{s}$,
 Blasfeld : $B = 15 \text{ mT}$, Bildfrequenz : 40000 B/s ,



a)



b)

Langmuir-
Sonde

Abb. 35 a) u. b): Einzelbildaufnahmen vom Bogenansatz auf einer Graphitkathode bei einem Strom von $I = 150 \text{ A}$

Kommutierungszeit : a) $t_k = 100 \mu\text{s}$, b) $t_k = 140 \mu\text{s}$

Bogenbrenndauer : a) $t_{Br} = 140 \mu\text{s}$, b) $t_{Br} = 360 \mu\text{s}$

eigenmagnetischen Kräfte in die Plasmaachse (in der Abb. nach oben) hineingezogen werden. Eine schematische Darstellung der auf das Bogenplasma wirkenden magnetischen Kräfte zeigt Abb. 36.

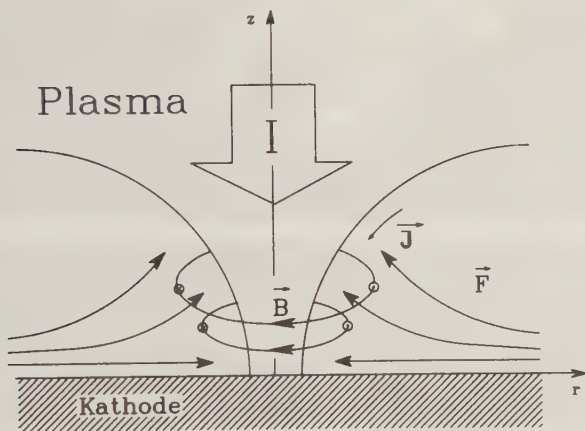


Abb. 36: Schematische Darstellung der auf das Plasma im Bogenansatz wirkenden Kräfte

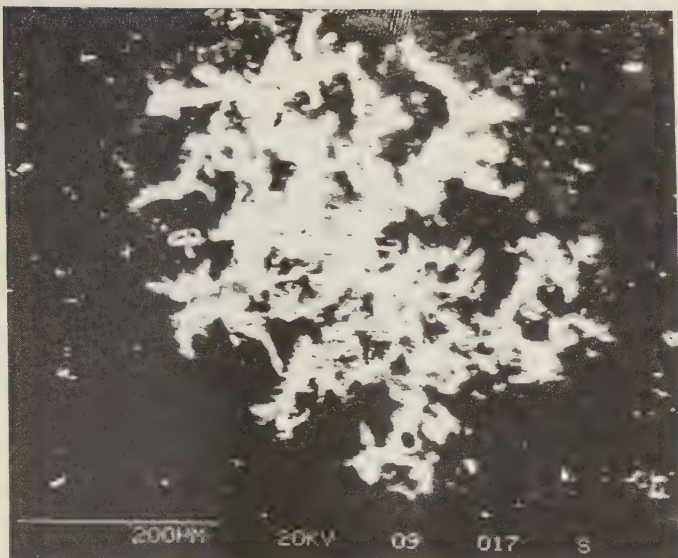
Eine vom Bogenplasma hinterlassene Brennfleckspur nach einer Bogenbrenndauer von ca. 300 μ s bzw. 350 μ s und einem Bogenstrom von 300 A zeigen die elektronenmikroskopischen Aufnahmen in Abb. 37 a) u. b) für Graphit und Kupfer.

Auch bei langen Brenndauern liegen die Fußpunktkrater bei Kupfer wie auch bei Stahl weit auseinander, während man bei den Graphitelektroden zusammenhängende Laufspuren erkennt. Dies zeigt sich auch in der Größe der Brennfleckfläche,

deren Durchmesser bei Kupfer trotz kürzerer Brenndauer über 1 mm und bei Graphit nur ca. 400 μm beträgt.

Diese Beobachtungen sollen der Erklärung der im folgenden Kapitel behandelten Schmieraufnahmen dienen.

a)



b)

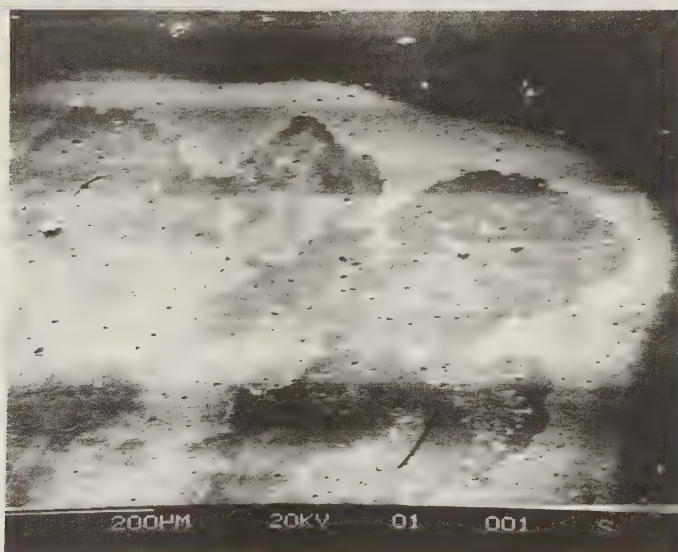


Abb. 37 a) u. b): REM – Aufnahmen vom Bogenansatz auf Graphit – und Kupferelektroden bei einem Bogenstrom von $I = 300$ A

a) Graphit : Bogenbrenndauer : $t_{Br} = 350 \mu s$

b) Kupfer : Bogenbrenndauer : $t_{Br} = 300 \mu s$

Um die Vorgänge im Plasma und auf der Kathode vor und nach der Fußpunktzündung mit höherer Zeitauflösung bis in den Submikrosekundenbereich hinein untersuchen zu können, wurden mit Trommelkameras* Schmieraufnahmen gemacht.

Da die Bewegungsrichtung des Films die Zeitachse ist, können mit der Kamera nur Vorgänge in einem Spalt senkrecht zur Bewegungsrichtung registriert werden. Dieser wurde parallel zur Oberfläche der Kommutierungselektrode ausgerichtet. Die Zeitauflösung ist dabei abhängig von der Filmgeschwindigkeit und von der Breite des Spaltes, auf den die Elektrode abgebildet wird. Die Umdrehungsgeschwindigkeit der Trommel konnte variabel bis zu 13000 U/s und die Spaltbreite zwischen 0 und 2 mm eingestellt werden.

Die Meßanordnung zeigt Abb. 38. Die Trommelkameras Tk_1 und Tk_2 sind in einem Winkel von 90° angeordnet, wobei die Kamera Tk_1 zur Registrierung von Schattenaufnahmen verwendet wurde, mit denen Dichteschwankungen im Fußpunktplasma sichtbar gemacht werden sollten. Schattenaufnahmen zeigen zweite Ableitungen des Brechungsindex und damit der Gasdichte. Mit der Trommelkamera Tk_1 werden die zweiten Ableitungen senkrecht zur Elektrodenoberfläche registriert.

Als Lichtquelle für das Schattenverfahren diente der Strahl eines He – Ne – La-

* Eine Trommelkamera ist eine Leihgabe von der Fa. Siemens/Erlangen, die zweite Trommelkamera wurde nach Plänen der Fa. Siemens in der Institutswerkstatt gebaut.

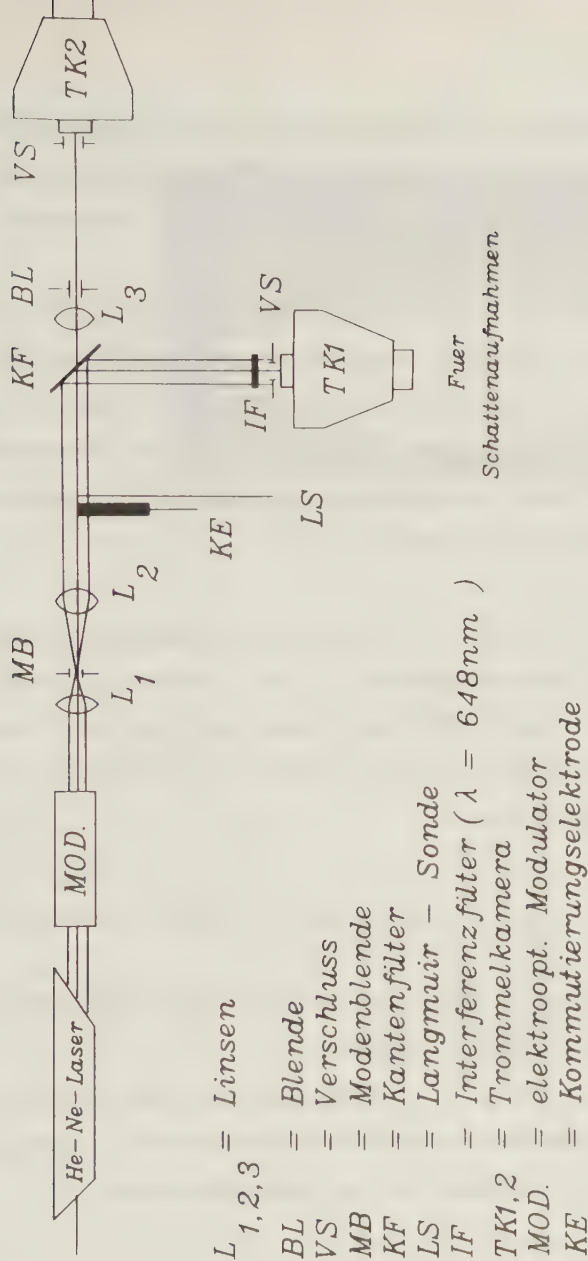


Abb. 38: Meßanordnung für Schmieraufnahmen

sers. Dieser wurde durch einen elektrooptischen Modulator (Coherent, Mod. 28) geschickt, der bei der Ansteuerung den Strahl ablenkt und so als Verschuß dient. Dadurch wird eine Mehrfachbelichtung des Films in der Trommelkamera verhindert.

Anschließend tritt der Laserstrahl durch eine Strahlaufweitungsoptik und eine Modenblende. Ein Kantenfilter, das als wellenlängenselektiver Spiegel wirkt, lenkt den Strahl um, der dann durch ein Interferenzfilter und einen elektromechanischen Verschuß auf den Spalt in der Kamera trifft. Die elektromechanischen Verschlüsse der beiden Kameras dienen dazu, die Mehrfachbelichtung des Films durch das Bogenplasma zu verhindern.

Die zeitliche Zuordnung der mit beiden Kameras gleichzeitig gemachten Aufnahmen zueinander und zu den elektrischen Messungen erfolgte auch hier mit einem Pulsgenerator als Markengeber. Dieser steuerte eine in der Kamera befindliche Leuchtdiode in zeitlichen Abständen von $50\text{ }\mu\text{s}$ an, wodurch der untere Filmrand punktförmig belichtet wurde.

3.3.2.1

Die Fußpunktzündung auf der Kathode

Die Schmieraufnahme in Abb. 35 zeigt das bei allen Materialien typische Verhalten des Lichtbogens bei der Kommutierung.

Das Bogenplasma setzt in den meisten Fällen mit einer leuchtenden Spitze, deren Durchmesser 20 bis $40\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, auf der Kathodenoberfläche an und weitet sich danach in einigen zehn Mikrosekunden auf einige Millimeter auf.

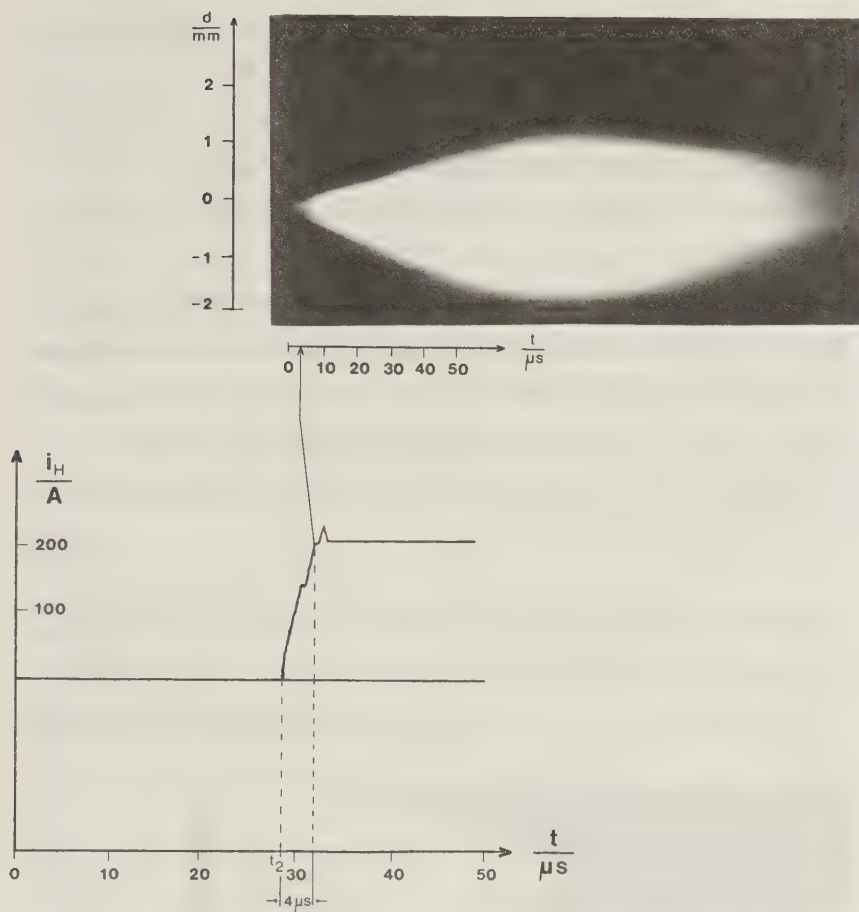


Abb. 39: Schmieraufnahme von der Fußpunktzündung auf einer Stahlelektrode bei einem Bogenstrom von $I = 200 \text{ A}$

Mit einer Bildwandlerkamera* wurden ebenfalls Schmieraufnahmen durchgeführt. Dabei wurde zur höheren Ortsauflösung die Spitze einer Kupferelektrode mit dreifacher Vergrößerung auf den Spalt abgebildet.

Die Zeitablenkung konnte allerdings nur von ca. $10 \mu\text{s}/\text{mm}$ bei den Trommelkameraaufnahmen auf $1 \mu\text{s}/\text{mm}$ bei den Aufnahmen mit der Bildwandlerkamera erhöht werden, da die Emission des Fußpunktplasmas für eine höhere Zeitablenkung zu schwach war.

Außerdem wäre aufgrund der starken Schwankungen der Kommutierungszeiten die Verwendung eines kleineren Zeitfensters, das bei einer Strahlablenkung von $10 \mu\text{s}/\text{cm}$ und einer maximalen Bildlänge von 7 cm $70 \mu\text{s}$ beträgt, auf einen Zeitbereich von $500 \mu\text{s}$, in dem die Kommutierung stattfindet, nicht sinnvoll.

Die Wahrscheinlichkeit mit einem kleineren Zeitfenster den Zeitpunkt der Kommutierung zu treffen, wäre sehr gering.

Um große Schwankungen der Zündverzugszeiten zu vermeiden, wurde eine mit Schmirgelpapier behandelte Spitze dem Plasma ausgesetzt, so daß nur noch Zeiten zwischen 70 und ca. $300 \mu\text{s}$ auftraten, wobei die meisten Zeiten sich bei ca. $250 \mu\text{s}$ häuften.

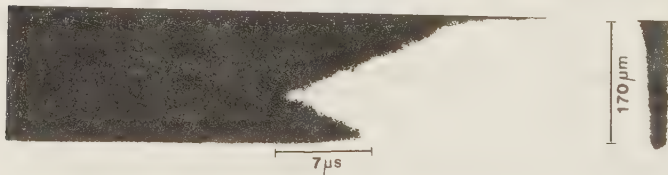


Abb. 40: **Streak – Aufnahme vom Bogenansatz auf einer Kupferelektrode**
 Bogenstrom: $I = 300 \text{ A}$

* Leihgabe von Dr. Beerwald

Puls – Plasmatechnik GmbH, Bochum

Die Aufnahmen zeigten ebenfalls wie die Messungen mit den Trommelkameras einen 20 bis 40 μm spitzen Bogenansatz auf der Kathodenoberfläche, der sich dann, wie Abb. 39 verdeutlicht, auf einige Millimeter aufweitet.

3.3.2.2 Schattenaufnahmen von der Fußpunktzündung auf der Kathode

Schmier – und Schattenschmieraufnahmen wie in Abb. 41 u. 42 ergaben, daß bei Kupfer – und Stahlelektroden die einzelnen Fußpunkte einige Zeit nach der Fußpunktzündung auf der Kathodenoberfläche schnell umherwandern, neu zünden und verlöschen und aufgrund der eigenmagnetischen Kräfte nach Abb. 36 vom Rand in die Mitte des Brennflecks hineingezogen werden.

Bei Kohlelektroden sind dagegen keinerlei Strukturen im Innern des Plasmas zu erkennen.

Da bei den Schattenaufnahmen zu Anfang in allen Fällen keine Strukturen auftreten, zeigt dies wie auch die elektronenmikroskopischen Aufnahmen in Abb. 21, daß ein zusammenhängender erster Brennfleck auf der Kathodenoberfläche entsteht, in dem sich ein oder nur wenige Fußpunktkrater bilden.

Erst wenn die Plasmasäule breiter geworden ist und die Fußpunkte bei den Kupfer – und Stahlelektroden nach einigen Mikrosekunden außerhalb des Hauptbrennflecks zünden, werden bei den Schattenaufnahmen Strukturen sichtbar, die von dem Dichtegradienten in dem Gas zwischen den Fußpunkten herrühren.

Es muß sich dabei um große Temperaturunterschiede handeln, da sich der Brechungsindex nach Abb. 43 im Bereich hoher Temperaturen kaum ändert.

Eine Dichteschwankung wird bei den Schattenaufnahmen erst deutlich sichtbar, wenn der Temperaturunterschied zwischen dem kalten Bereich und dem heißen Bereich des Fußpunktplasmas etwa eine Größenordnung beträgt.

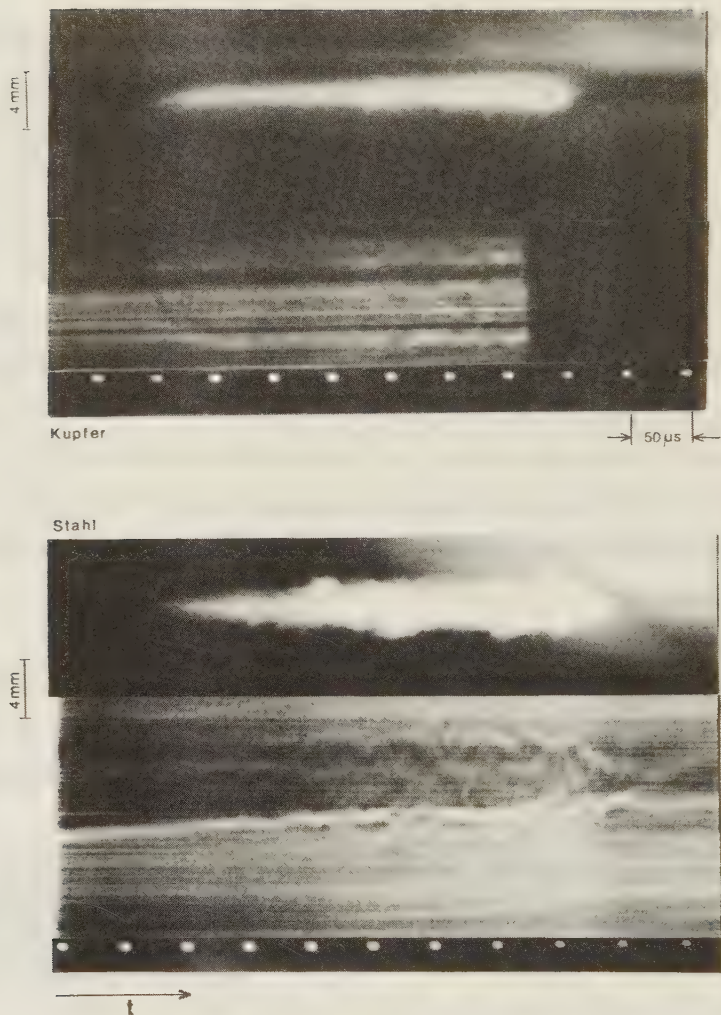


Abb. 41: Schmier – und Schattenschmieraufnahmen vom Bogenansatz auf
Kupfer – und Stahlelektroden
Bogenstrom: $I = 300 \text{ A}$

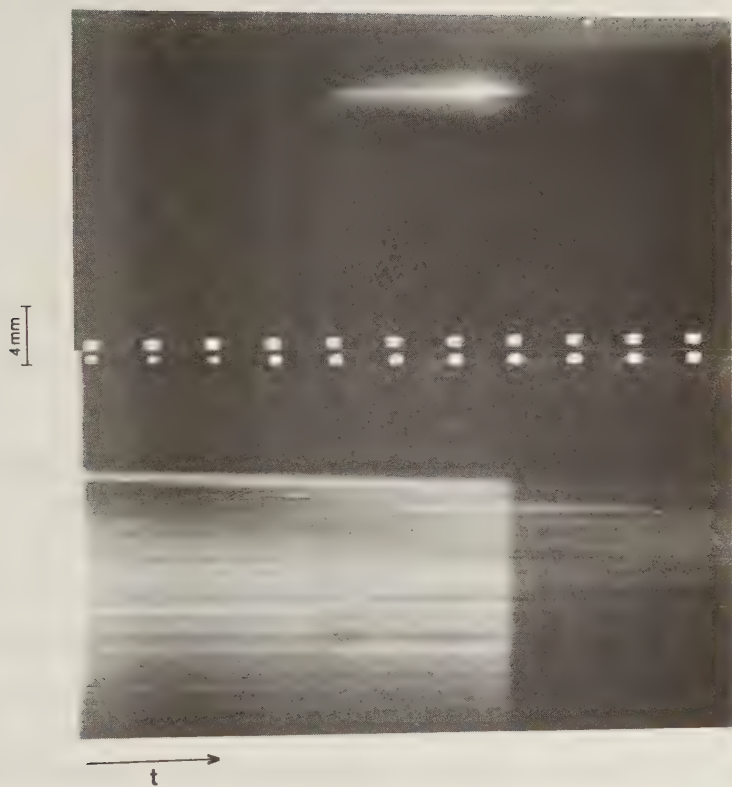


Abb. 42: Schlier – und Schattenschmieraufnahme vom Bogenansatz auf einer Graphitelektrode
Bogenstrom: $I = 300 \text{ A}$

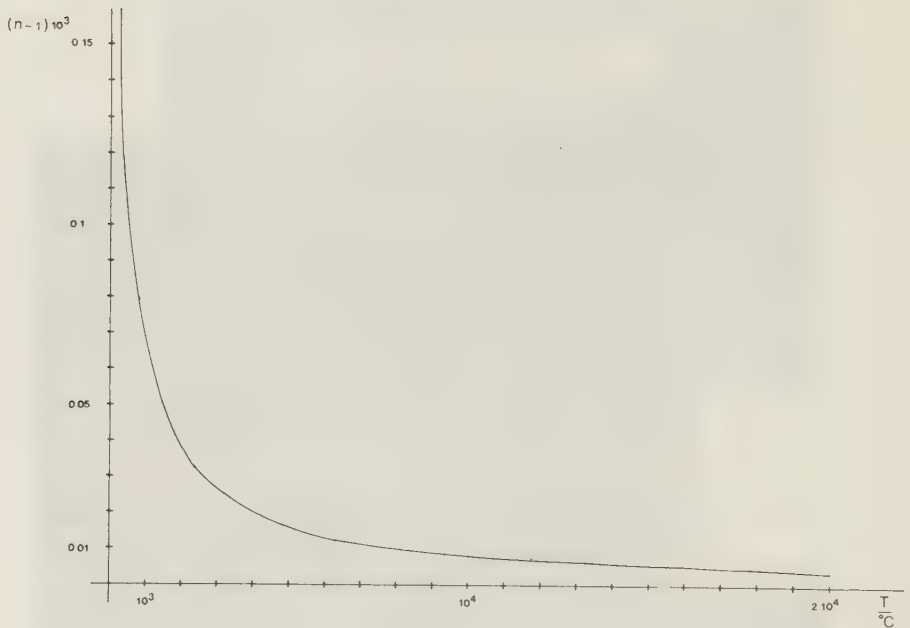


Abb. 43: Die Änderung des Brechungsindex n in Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

Bei den Schattenaufnahmen von Graphitelektroden sind dagegen keine Strukturen sichtbar. Dies zeigt, daß hier die Fußpunkte dicht beieinander liegen und, wie die Abb. 30 zeigte, in einem Temperaturtrichter wandern, so daß sich zusammenhängende Laufspuren bilden. Dies bekräftigt den in 3.2.1.3 gezogenen Schluß, daß sich die Fußpunkte auf Graphitelektroden im sich ausbreitenden Temperaturtrichter einiger nach der Zündung des Lichtbogens entstandener Krater fortbewegen.

Bei Kupfer – und Stahlelektroden dagegen zünden die einzelnen Fußpunkte mei-

stens unabhängig voneinander, d.h. dort wo sie günstige Bedingungen zum Zünden vorfinden wie z.B. Feldstärkeerhöhungen auf Mikrokratzern oder, wie in 3.2.1.1 festgestellt wurde, auf Oberflächenunebenheiten hervorgerufen durch den Materialniederschlag vorangegangener Krater.

3.4. Stromdichtebesimmung im Fußpunktkrater

Der Stromverlauf durch die Kommutierungselektrode bei einer Schnellabschaltung zeigt Abb. 22. Das Stromminimum 170 ns nach der Fußpunktzündung ist ein Indiz dafür, daß zu diesem Zeitpunkt der Strom in einem größeren Fußpunktkrater abgerissen und der Fußpunktkrater verloschen ist.

Die dazugehörige Mikroskopaufnahme ist in Abb. 21 wiedergegeben. Sie zeigt drei größere Fußpunktkrater. Der Abstand zwischen dem Krater in der linken oberen Bildecke zum Krater in der rechten unteren Bildecke ist größer als 50 μm . Der Durchmesser des Brennflecks nach 3.3.2 unmittelbar nach der Fußpunktzündung beträgt aber maximal 40 μm . Daher können höchstens zwei der drei Aufschmelzungsbereiche gleichzeitig entstanden sein. Aus dem Stromsignal (Abb. 22) und der elektronemikroskopischen Aufnahme (Abb. 21) folgt, daß höchstens in zwei der drei Krater gleichzeitig ein Strom geflossen sein kann.

Der Krater in der oberen linken Bildecke zeigt einen starken Materialniederschlag außerhalb des Kraters und einen für große Krater typischen erstarrten Kupferkegel in der Kratermitte. Auf dem Ringwall um den Krater sind keine Fußpunktspuren erkennbar, die auf eine Fußpunktwanderung nach Verlöschen des Ursprungskraters schließen lassen.

Demgegenüber zeigen die Krater in der Bildmitte und ca. 30 μm darunter in der rechten Bildecke deutlich Aufschmelzungen, hervorgerufen durch Neuzündungen

von Fußpunkten außerhalb der Ursprungskrater.

Die Aufschmelzung in der linken oberen Bildecke ist daher sehr wahrscheinlich ein Fußpunktkrater, der plötzlich verloschen ist und nicht ein Krater, der durch Aufteilen in Mikrofußpunkte allmählich den Ursprungskrater verlassen hat.

Danach wären der Krater in der linken oberen Bildecke und der Krater ca. $30\text{ }\mu\text{m}$ darunter diejenigen, die zum Zeitpunkt der Fußpunktzündung zuerst entstanden sind.

Nach ca. 170 ns verlischt der Fußpunkt in der linken oberen Bildecke, während der Fußpunkt in der rechten unteren Bildecke zündet. In Abb. 21 erkennt man, daß der Brennfleck zwischen dem Krater am linken oberen Bildrand und den Aufschmelzungen darunter auf einer Länge von $7\text{ }\mu\text{m}$ nur ca. $5\text{ }\mu\text{m}$ breit ist. Dies ist ein Indiz dafür, daß sich nur der obere Krater zum Zeitpunkt der Kommutierung auf der Kathodenoberfläche gebildet hat und während oder unmittelbar nach der Zündung der darunter befindlichen Fußpunkte verloschen ist. Der Brennfleck weitet sich dann während der verbleibenden Dauer des Stromflusses durch die Kommutierungselektrode auf (s. Abb. 40) und hinterläßt eine näherungsweise elliptische Fläche, in der sich alle übrigen Fußpunktkrater befinden. Die Reihenfolge der Fußpunktzündungen stimmt mit der in vielen Versuchen beobachteten Wanderung des Brennflecks in Anodenrichtung überein.

Die Stromdichte ergibt sich dann aus dem gemessenen Strom nach Abb. 22 und dem Kraterdurchmesser zu maximal $1,6\text{ }10^{12}\text{ Am}^{-2}$.

Bei der Zündung eines ersten Fußpunktes auf der Kathodenoberfläche bricht die Spannung zwischen dem Plasma und der Elektrode auf den Kathodenfall zusammen. Die Zündung weiterer Fußpunkte kann nur an Stellen stattfinden, an denen eine genügend hohe Feldstärke herrscht. Dies ist nur dort der Fall, wo das Plasma

sich auf wenige freie Weglängen der Kathodenoberfläche genähert hat.

Es ist deshalb anzunehmen, daß sich die nicht in unmittelbarer Nähe des Ursprungskraters befindlichen Fußpunktkrater erst gebildet haben, nachdem sich das Fußpunktplasma des Ursprungskraters auf den Wert des Abstandes zu den nächsten Kratern aufgeweitet hat.

Die Anzahl der auf einer Fläche mit einem Durchmesser von 20 bis 40 μm befindlichen Krater ist sehr gering. Sie liegt bei den Kupferelektroden bei einem Krater, wenn man voraussetzt, daß die Mikrofußpunkte am Kraterand später entstanden sind, bei Stahlelektroden sind es ein bis zwei und bei Graphit ein Krater. Auch bei der Berücksichtigung der kleinen Mikrokrater ändert sich aufgrund der geringen Krateradien die Stromdichte größenordnungsmäßig nicht.

Die Stromdichte bei Kupferelektroden liegt danach bei einigen 10^{11} bis $2 \cdot 10^{12}$ Am^{-2} , bei Stahlelektroden bei einigen 10^{11} Am^{-2} und bei Graphitelektroden bei einigen 10^{10} bis 10^{11} Am^{-2} .

Bei den Graphit- und Stahlelektroden besteht bei der Stromdichtebestimmung aufgrund der trichterförmigen Kraterstruktur das Problem, die stromführende Fläche des Fußpunktkraters festzulegen. Der Kraterdurchmesser in Höhe des Kraterands kann auch durch das sich ausdehnende heiße Plasma entstanden sein, während sich das eigentliche Emissionszentrum im sich verjüngenden Kanal im Innern des Kraters befindet.

Bei Heranziehen des inneren Kraters zur Stromdichtebestimmung kann sich die Stromdichte bei beiden Materialien um über eine Größenordnung ändern und mehr als 10^{12} Am^{-2} betragen.

Die Schmieraufnahmen zeigen, daß das Bogenplasma in den meisten Fällen mit einer leuchtenden Spitze, deren Durchmesser 20 bis 40 μm beträgt, auf der Kathodenoberfläche ansetzt. Diese entspricht der Brennfleckgröße auf den Aufnahmen mit dem Rasterelektronenmikroskop nach einer Schnellabschaltung.

Weitere Fußpunkte zünden dann im sich ausbreitenden Plasma des Bogenansatzes.

Bei den Stahl – und Kupferelektroden beginnen die Fußpunkte einige 10 μs nach der Aufweitung des Brennfleckplasmas auf der Kathodenoberfläche rege zu wandern. Außerdem zünden neue Fußpunkte außerhalb des ursprünglichen Brennflecks. Durch die eigenmagnetischen Kräfte werden die Fußpunkte wieder in das Zentrum des Bogenplasmas hineingezogen.

Bei den Graphitelektroden sind solche Vorgänge nicht beobachtet worden.

Dies deckt sich in beiden Fällen mit den elektronenmikroskopischen Untersuchungen, wonach die Fußpunkte bei Stahl– und Kupferelektroden in weiten Abständen unabhängig voneinander zünden, während sie sich bei den Graphitelektroden im sich zeitlich ausbreitenden Temperaturtrichter einiger bei der Zündung des Bogens auf der Kathode nacheinander entstandener Anfangskrater fortbewegen.

Die Stromdichten im Fußpunktkrater wurden bei Graphit zu einigen 10^{10} bis 10^{11} Am^{-2} , bei Stahl zu einigen 10^{11} Am^{-2} und bei Kupfer zu einigen 10^{11} bis ca. $2 \cdot 10^{12} \text{ Am}^{-2}$ bestimmt, wobei die Stromdichte bei den Graphit – und Stahlelektroden aufgrund der Unsicherheit bei der Festlegung des Kraterdurchmessers um über eine Größenordnung größer sein kann.

Bei der Spektroskopie des Bogenansatzes treten mehrere Schwierigkeiten auf. Zum einen kann der Ort und der Zeitpunkt der Zündung eines Fußpunktes nicht zuverlässig vorausbestimmt werden, zum anderen ist der Durchmesser des Bogenansatzes sehr klein, und zwar kleiner als $40\text{ }\mu\text{m}$, wie die Schmieraufnahmen gezeigt haben.

Da das strahlende Volumen des Fußpunktes im Vergleich zur Bogensäule sehr klein ist, besteht die Gefahr, daß das Fußpunktspektrum von der Bogensäule überstrahlt wird. Dies ist der Grund, weshalb es kaum Spektren des eigentlichen Fußpunktes gibt.

Die spektroskopische Meßanordnung ist in Abb. 44 dargestellt. Um den Ort des Fußpunktes festzulegen, wurde eine spitze Kommutierungselektrode verwendet. Allerdings bietet das keine Gewähr, daß sich der Fußpunkt auch tatsächlich auf der Spitze bildet.

Die Spitze der Kommutierungselektrode wurde scharf im Maßstab 1:3 vergrößert in die Spaltebene eines Spektrographen abgebildet.

Der Spalt steht senkrecht zur Elektrodenspitze und erfäßt mit seiner Öffnung den Raum unmittelbar vor der Spitze. Die Spaltbreite betrug $25\text{ }\mu\text{m}$.

Um das Streulicht vom Bogen auszublenden, wurde der Spalt in der Höhe symmetrisch zur Spitze weitgehend abgedeckt. Die Spalthöhe betrug 2 mm.

Der Spektrograph (Minuteman 305 – M) hat eine Brennweite von 0,5 m und ist mit einem Gitter mit 1200 Linien/mm ausgerüstet. Er erzeugt im sichtbaren Spektralbereich in der Bildebene einen 20 nm breiten Ausschnitt aus dem Spektrum.

SPEKTROSKOPIE

MESSANORDNUNG

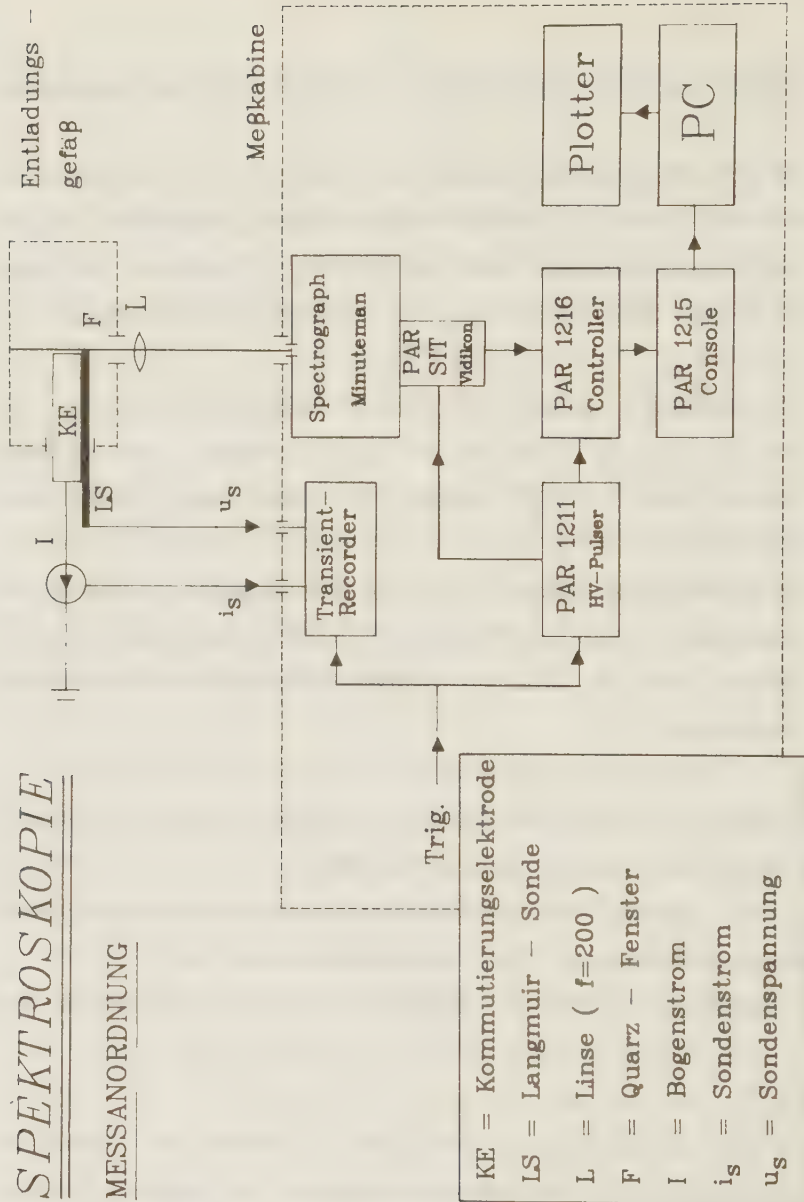


Abb. 44: Spektroskopische Meßanordnung

Das Spektrum wurde mit einem optischen Vielkanalsystem (OMA II) orts- und zeitaufgelöst registriert. Der Diodenabstand im Vidikon beträgt 25 μm . Entsprechend diesem Diodenabstand wurde die Spaltbreite gewählt.

Das aus einer Matrix von 500 X 500 Dioden bestehende Target des Vidikons wurde zur ortsaufgelösten Spektroskopie in 10 Spuren aufgeteilt. Jede Spur hatte eine Breite von 25 Dioden, also von insgesamt 0,625 mm. Bei einer dreifach vergrößerten Abbildung der Kathodenspitze auf den Spalt entsprach dies einer Ortsauflösung auf der Kathodenoberfläche von ca. 0,2 mm.

Ein Hochspannungspulser bestimmt den Zeitpunkt und die Dauer der Bestrahlung des Silizium - Diodenarrays durch den Bildversärker des Vidikons. Die Pulsdauer betrug in den hier besprochenen Messungen 10 μs .

Getriggert wurde die Anordnung durch eine Stromzange im Kommutierungskreis. Diese registriert bei der Fußpunktzündung einen starken Stromanstieg, der als Spannungssignal auf den Triggereingang des Hochspannungspulsers und des Transientenrekorders gelegt wurde.

Die Versuche wurden zunächst in Luft -, Argon - und Stickstoffatmosphäre durchgeführt. Aufgrund der Vielzahl der Linien waren bei diesen Gasen die bei der Fußpunktzündung emittierten Metalllinien nur schwer zu identifizieren. Rückschlüsse aus dem Viellinienspektrum auf das Fußpunktplasma erwiesen sich als außerordentlich schwierig.

Daher wurde als Füllgas schließlich das 'linienarme' Helium verwendet. Für einige markante Heliumlinien gibt es über den Zusammenhang zwischen Linienprofil und den Plasmaeigenschaften sowie über die Linienaufspaltung durch äußere Felder detaillierte Angaben.

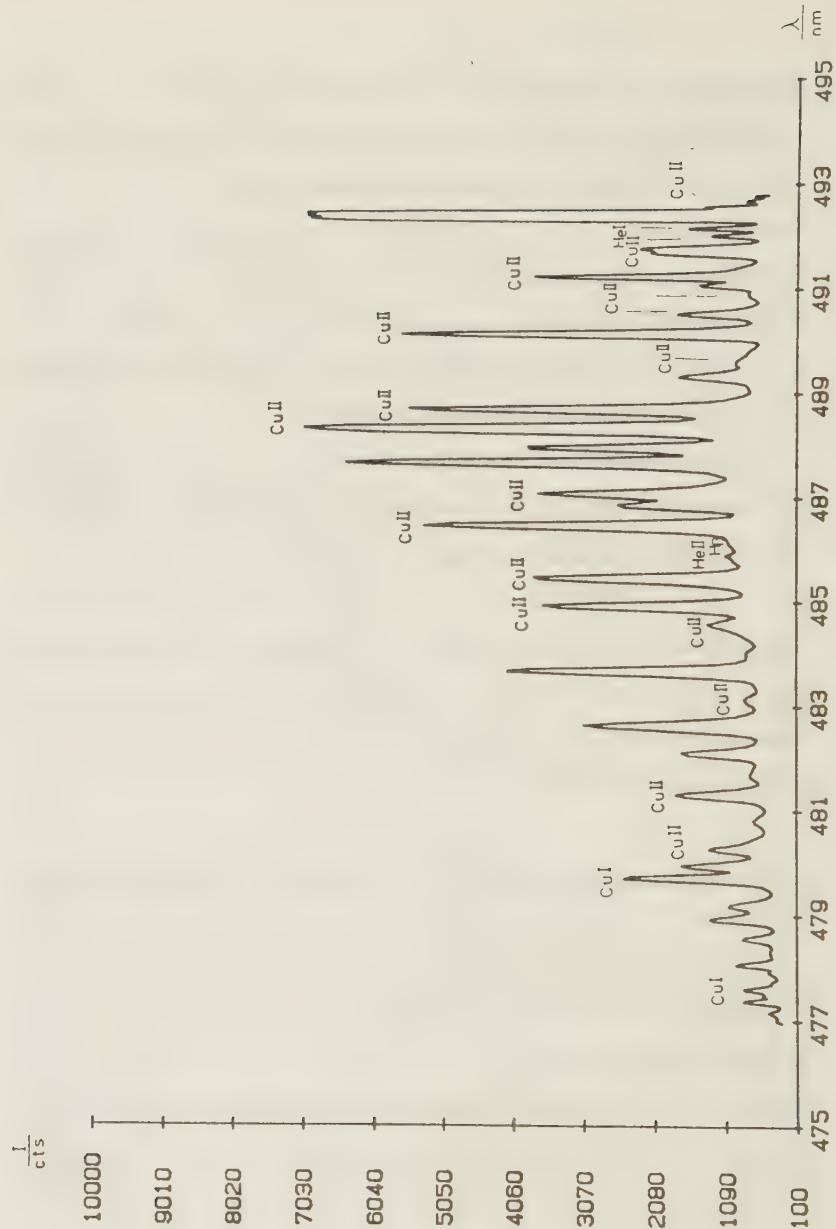


Abb. 45: Spektrum des Fußpunktes auf einer Kupferelektrode

In Abb. 45 ist das Fußpunktspektrum auf einer Kupferelektrode zu sehen, bei dem die Metalllinien mit relativ hoher Intensität auftraten. Der Bogenstrom betrug 200 A. Die Meßzeit entsprach in diesem Fall mit ca. 300 μ s der gesamten Bogenbrenndauer auf der Kathode.

Die gepulsten Messungen werden erst im folgenden Kapitel behandelt.

3.5.1. Die Stark-Aufspaltung der Helium-Linie bei 492,2nm

Im elektrischen Feld werden durch den Stark – Effekt die atomaren Energieniveaus und damit die Spektrallinien in einzelne Komponenten aufgespalten. Als Folge davon emittieren Atome im gleichen angeregten Zustand (gleiche Haupt –, Spin – und Drehimpulsquantenzahl) Lichtquanten unterschiedlicher Frequenz.

Außerdem werden in starken elektrischen Feldern die Auswahlregeln, nach denen Übergänge zwischen bestimmten Quantenzahlen verboten sind, teilweise aufgehoben. Bei entarteten Energiezuständen, wie sie für das Wasserstoffatom charakteristisch sind, ist die Frequenzverschiebung proportional der Feldstärke E (linearer Stark – Effekt). Bei nichtentarteten Zuständen, wie den unteren Zuständen des He – Atoms, ist die Frequenzverschiebung proportional E^2 (quadratischer Stark – Effekt).

In einem Plasma erzeugen die Ionen und Elektronen elektrische Mikrofelder, die örtlich und zeitlich statistisch schwanken. Diese Mikrofelder sind im allgemeinen wesentlich größer als die Gleichfelder, die den Plasmastrom treiben. Eine Ausnahme stellen möglicherweise die Gleichfelder in den Bogenfußpunkten dar. Die Felder der Ionen können für die Zeit der Lichtemission eines Atoms als zeitlich kon-

stant betrachtet werden. Die Elektronen stören die Lichtemission dagegen nur kurzzeitig und verbreitern dadurch die von den Ionen frequenzverschobenen Spektrallinien. Die Frequenzverschiebungen sind entsprechend der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Mikrofelder statistisch verteilt, so daß sich die Lichtquanten unterschiedlicher Frequenz zu einer verbreiterten Spektrallinie überlagern. Hinzu kommen im Profil spezieller Linien Strukturen, die von den "verbotenen" Komponenten herrühren.

Die Form des Linienprofils hängt von einer Normalfeldstärke E_0 als Parameter ab. Diese wird durch den aus

$$\frac{4\pi}{3} \cdot r_0^3 \cdot N_i = 1$$

folgenden Radius r_0 der Kugel bestimmt, die einem Ion im Mittel als Volumen zur Verfügung steht. E_0 ist durch

$$E_0 = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_0^2} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{2/3} N_i^{2/3}$$

mit der Teilchendichte N_i verknüpft, die aufgrund der Quasineutralitätsbedingung im Plasma der Elektronendichte N_e entspricht ($N_i \sim N_e$)

Die Verschiebung $\Delta\lambda$ der bei hohen Feldstärken auftretenden verbotenen Komponenten von der ungestörten feldfreien Komponente ist bei der Heliumlinie proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke. Diese Abhängigkeit geht erst bei Feldstärken über 100 kVcm^{-1} in eine lineare Abhängigkeit über.

Aus der Verschiebung $\Delta\lambda$ der verbreiterten verbotenen Komponente gegenüber der erlaubten rotverschobenen Linie sowie aus der Halbwertsbreite des Linienprofils, das sich aus diesen Komponenten zusammensetzt, kann die Normalfeldstärke E_0 und damit die Ionendichte N_i bestimmt werden.

Das Verhältnis der Intensitäten der erlaubten zur verbotenen Komponente ist ebenfalls von der Teilchendichte abhängig.

Damit hat man mehrere Möglichkeiten, aus dem Linienprofil die Ionendichte zu bestimmen.

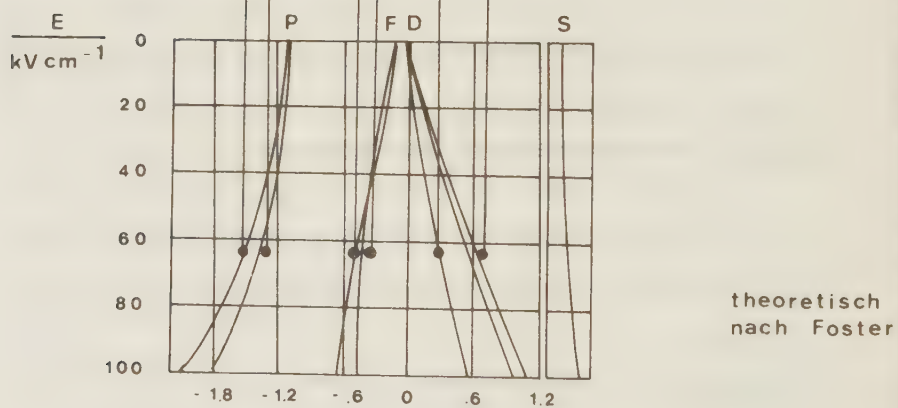
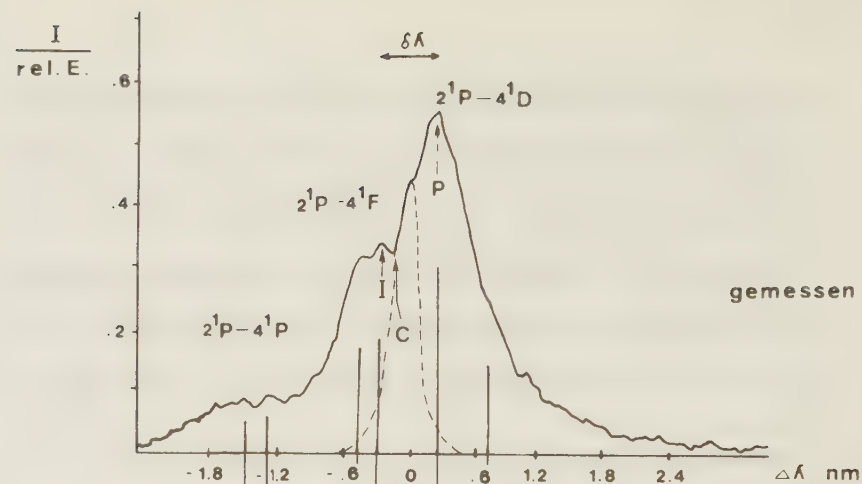
Um die Aufspaltung einer Linie messen zu können, darf diese verständlicherweise nicht durch andere Linien überlagert sein. Deshalb wurde ein Wellenlängenbereich zwischen 482 und 502 nm mit der He – Linie bei 492,2 nm gewählt. Die vom elektrischen Feld abhängende Stark – Aufspaltung ist für die 492,2 nm – He – Linie theoretisch und experimentell nach Foster [12] und [13] bekannt.

Um zusätzlich feinere Strukturen im Profil der Linie sichtbar zu machen, wurde der Wellenlängenbereich um die Heliumlinie bei 492,2 nm gedehnt auf dem Monitor dargestellt.

Das Spektrum wurde mit einer Helium– und einer Quecksilberspektrallampe geeicht.

In Abb. 46 ist das Aufspaltungsbild der Heliumlinie bei 492,2 nm dargestellt. Der Bogenstrom betrug 300 A. Als Katodenmaterial diente Kupfer.

Die Spektren stellen über einen Zeitraum von 10 μ s gemittelte Messungen dar und erfassen die Emission während der Entstehung des Brennflecks. Es handelt sich also um die Überlagerung von sich zeitlich ändernden Einzelspektren.



Kupfer : $I = 300 \text{ A}$
 $p_k = 1 \text{ bar}$
 $t_m = 10 \mu\text{s}$

Abb. 46: Stark – Aufspaltung der Helium – Linie bei 492,2 nm

Außerdem werden noch die kalten Randgebiete des Bogenplasmas erfaßt. Deshalb enthält das gemessene Aufspaltungsprofil auch die ungestörte feldfreie Heliumlinie, die als leichte Erhebung im Linienprofil zu erkennen ist. Die Lage der ungestörten feldfreien Komponente (gestricheltes Linienprofil) wurde mit der Helium-
eichlampe genau bestimmt.

Das gemessene Profil stellt aufgrund der Variation der Ionendichte im Meßvolumen eine Überlagerung von Profilen verschiedener Breiten dar.

In den Volumenelementen, in denen die Ionendichte hoch ist, ist jedoch auch der Linienemissionskoeffizient groß. Daher sollte das gemessene Linienprofil im wesentlichen die Verhältnisse im heißen Zentrum des Brennflecks wiedergeben.

Es handelt sich hier um die Stark – Aufspaltung der Singulett – Linie, die sich aus den Übergängen zwischen den Termen 4S, 4P, 4D, 4F zum Zustand 2P zusammensetzt (Termschema s. Abb. 47).

An der Abszisse ist der Abstand der Linien von der feldfreien Linie 4D 2P in nm aufgetragen.

3.5.1.1 Bestimmung der Teilchendichte und der Elektronentemperatur im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode

Zur Bestimmung der Ionendichte wurden die Ergebnisse von Diatta et al.[16], Birkeland et al.[17] und Barnard et al. [18] herangezogen.

Sie haben die Linienprofile einiger Heliumlinien unter anderem auch das der Heliumlinie bei 492,2 nm untersucht und Tabellen und Diagramme erstellt, mit deren Hilfe sich die Teilchendichte im Plasma aus dem Linienprofil bestimmen läßt.

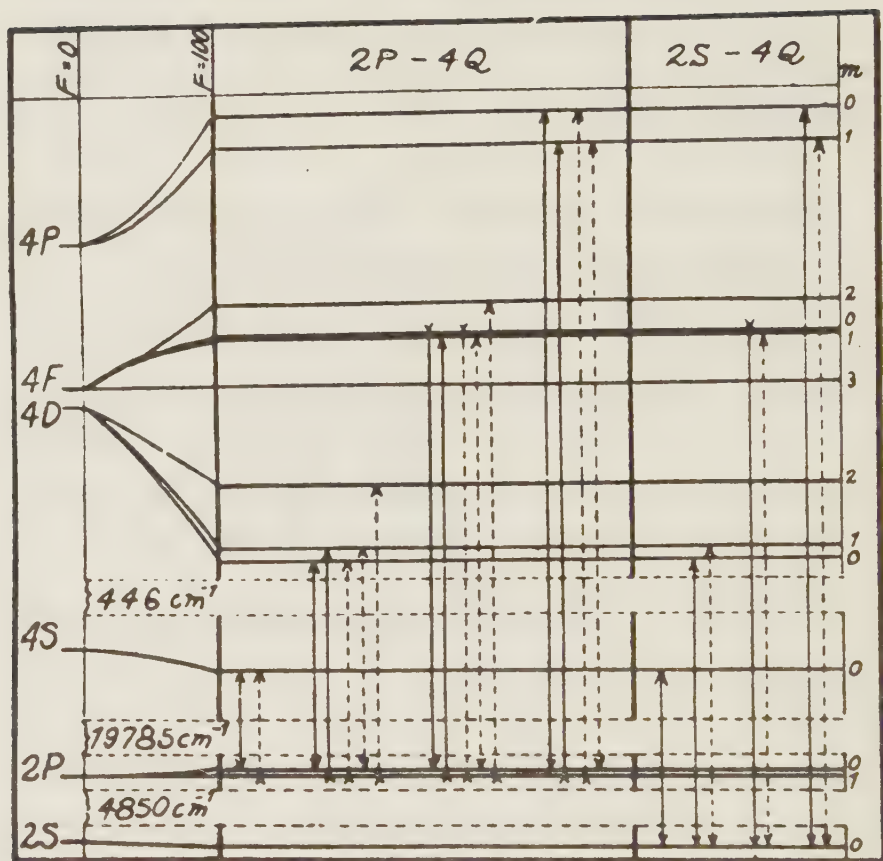


Abb. 47: Termschema des Heliumspektrums aus [13] (π -Komponenten durchgezogene Linien, σ -Komponenten gestrichelt dargestellt)

Dies ermöglicht eine Auswertung des gemessenen Linienprofils, bei dem sowohl aus den Intensitätsverhältnissen als auch aus dem Abstand $\delta\lambda$ zwischen dem $2P - 4F -$ und dem $2P - 4D -$ Übergang nach Abb. 48 und 49 (Abb. 48 und 49 aus [16]) die Ionendichte bestimmt wurde.

Diese konnte noch zusätzlich mit Hilfe der Messungen von Barnard nach Abb. 50 (Abb. 50 aus [18]) aus der Halbwertsbreite w und dem Abstand s ($s = \delta\lambda$ in Abb. 49) zwischen den Übergängen $2P - 4F$ und $2P - 4D$ abgeschätzt werden.

Die daraus ermittelten Werte für die Ionenstromdichte im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode lagen zwischen 1.7 und ca. $4,5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

In den Spektren, in denen die Entstehung des Brennflecks erfaßt wird, treten die in Abb. 45 zu sehenden Kupferlinien nicht auf. Daher handelt es sich bei der gemessenen Ionendichte im wesentlichen um Helium - Ionen. Die Zahl der Ladungsträger ist dann durch das Ionisationsgleichgewicht nach Saha für Helium bestimmt.

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur T_e mit Hilfe der Sahagleichung

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = \frac{Z_e Z_i}{Z_a} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp \left[-\frac{E_i}{k T_e} \right] \quad (\text{Gl. 7})$$

mit

Z_e, Z_i, Z_a : innere Zustandssummen von Elektronen, Ionen und
Neutralteilchen

E_i : Ionisierungsenergie für Helium

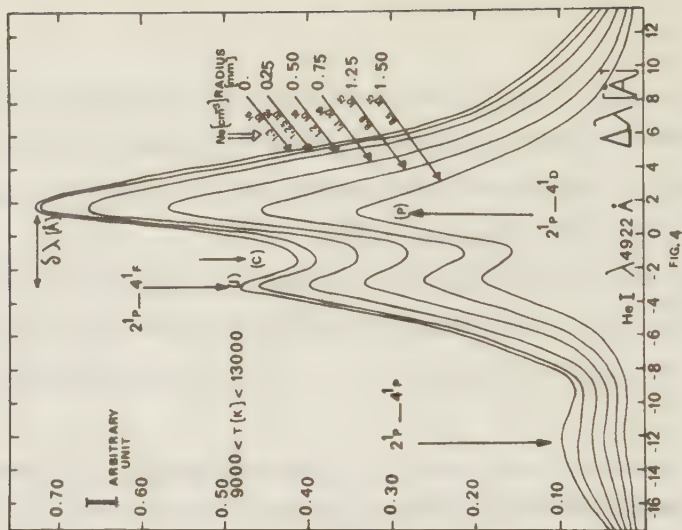


FIG. 4

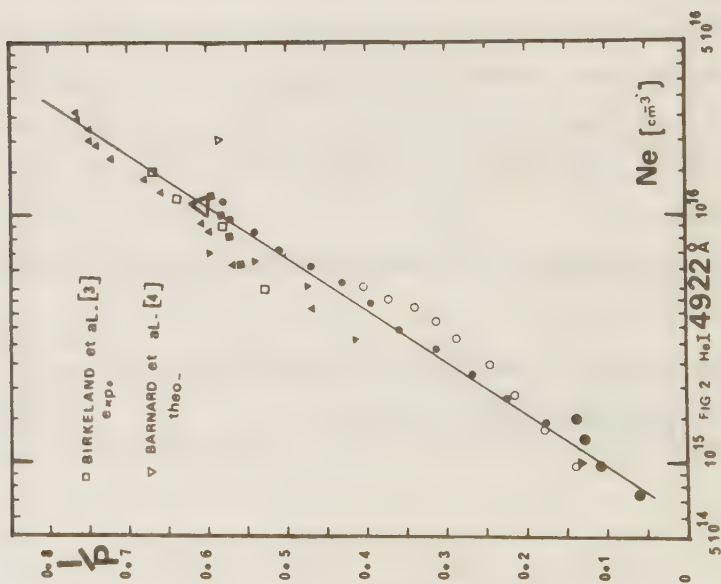


FIG 2

Abb. 48: Bestimmung der Teilchendichte N_e aus dem Intensitätsverhältnis I/P der Übergänge $2P - 4F$ und $2P - 4D$ der Heliumlinie 492,2 nm, Abb. aus [16], Δ – diese Arbeit

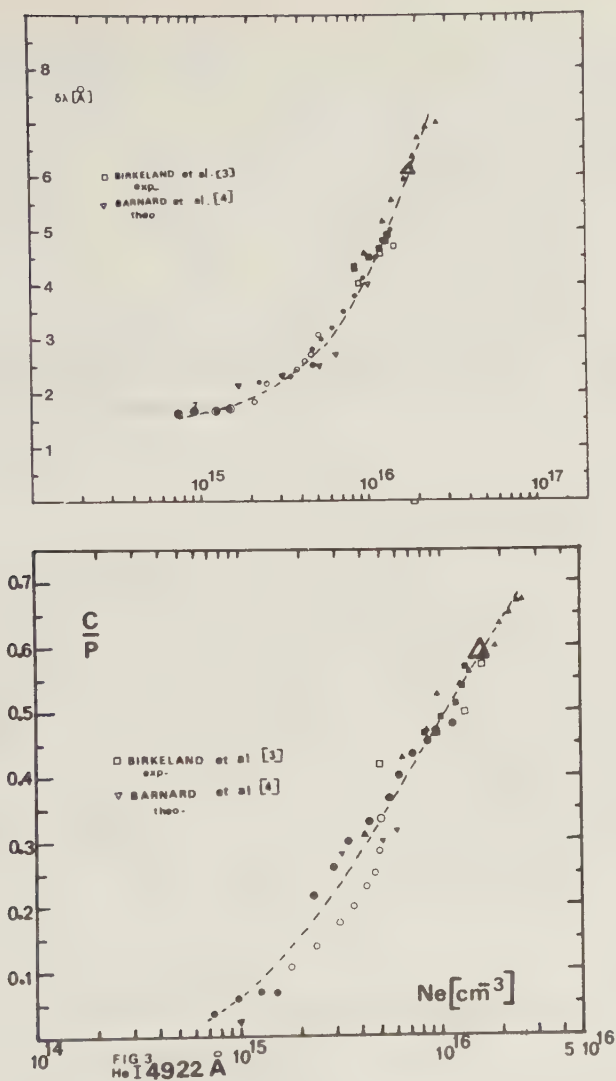


Abb. 49: Bestimmung der Teilchendichte N_e aus dem Intensitätsverhältnis C/P und aus der Verschiebung $\delta\lambda$ zwischen dem $2P - 4F$ und dem $2P - 4D$ - Übergang der Heliumlinie 492,2 nm, Abb. aus [16]
 Δ - diese Arbeit

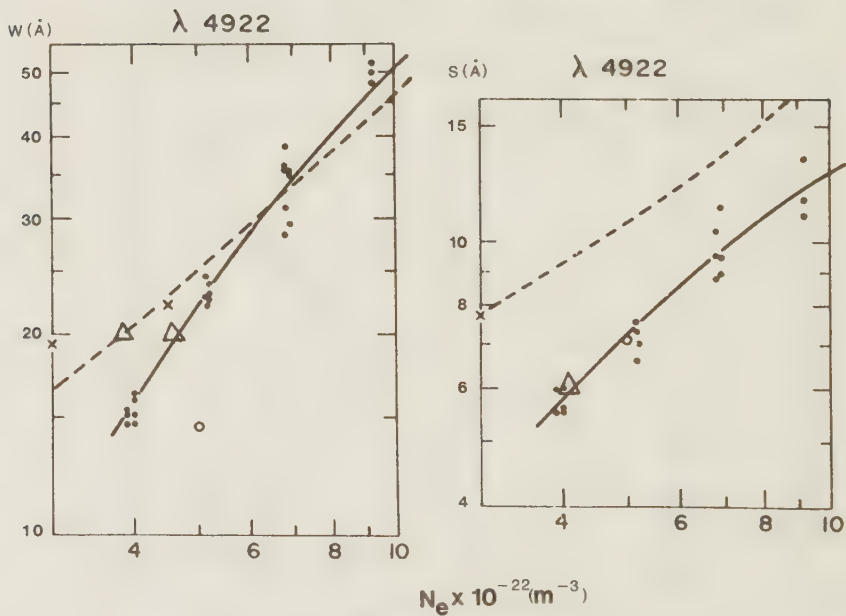
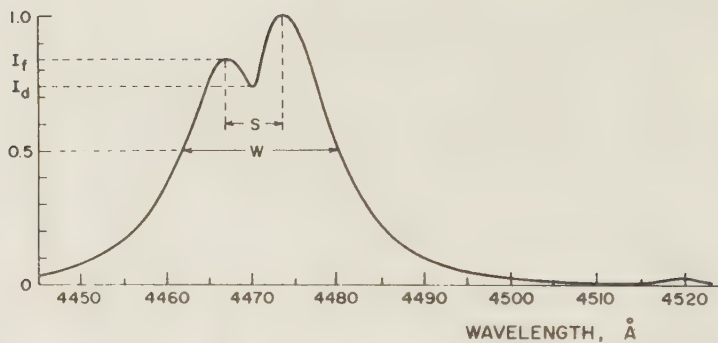


Abb. 50: Bestimmung der Teilchendichte N_e aus dem Abstand S und der Halbwertsbreite W der Übergänge $2P - 4F$ und $2P - 4D$. S und W sind am Beispiel der Heliumlinie 447,1 im oberen Bild erklärt, Abb. aus [18], Δ – diese Arbeit

muß noch die Neutralteilchendichte N_a bestimmt werden. Diese läßt sich aus der Gleichung:

$$p = NkT = (N_e + N_i + N_a)kT_e$$

ermitteln.

mit $N_e = N_i$ folgt:

$$N_a = \frac{p}{kT} - 2 \cdot N_e \quad (\text{Gl. 8})$$

Im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode ist die Druckerhöhung aufgrund des Pinch - Effekts im allgemeinen nicht vernachlässigbar, so daß in Gl. 8 nicht der Füllgasdruck eingesetzt werden kann. Die Druckerhöhung im eingeschnürten Stromkanal ergibt sich aus :

$$p - p_0 = \mu_0 \frac{JI}{4\pi} = \mu_0 \frac{J^2 R^2}{4}$$

$$p = \frac{\mu_0}{4} J^2 R^2 + p_0 \quad (\text{Gl. 9})$$

mit

- p_0 : Umgebungsdruck außerhalb des Bogenplasmas
- p : Pinchdruck auf der Achse des Stromkanals
- I : Strom durch die Kathode
- R : Radius des Bogenansatzes
- J : Stromdichte im Bogenansatz, wobei eine konstante Stromdichte mit $J = I/\pi R^2$ angesetzt wird

Die Stromdichte J erhält man aus den elektronenmikroskopischen Aufnahmen. Danach ergaben sich für die Dauer des Stromflusses durch die Kommutierungselektrode, die bei den spektroskopischen Untersuchungen ca. $5 \mu s$ betrug, Brennflecke mit typischen Durchmessern zwischen 100 und $200 \mu m$ bei einem Bogenstrom von $300 A$. Daraus läßt sich die Stromdichte im kontrahierten Bereich des Plasmas bestimmen. Die Werte liegen zwischen $0,95 \cdot 10^{10}$ und $3,8 \cdot 10^{10} A m^{-2}$.

Die Kontraktion des Bogens auf 100 bis $200 \mu m$ ergibt nach Gl. 9 eine Druckerhöhung im Bogenansatz von $2 \cdot 10^5$ bis $10^6 Pa$.

Die Elektronentemperatur wurde unter Verwendung der Gleichungen (9), (8), (7) und den in [15] angegebenen Zustandssummen iterativ ermittelt und zu $17000 \dots 18000 ^\circ K$ bestimmt.

Die Form des gemessenen Linienprofils könnte zusätzlich durch sogenannte Plasmasatelliten modifiziert sein. Deshalb soll im folgenden die Lage der Plasmasatelliten relativ zur Spektrallinie λ abgeschätzt werden. Die Plasmasatelliten stellen Linien dar, die um die Plasmafrequenz gegenüber der eigentlichen Spektrallinie verschoben sind und durch die Eigenschwingung der Elektronenwolke erzeugt werden, mit der sich ein Ion umgibt.

Die Plasmafrequenz ν_p , die der Frequenzverschiebung $\Delta \nu$ des nächsten Satelliten entspricht, ergibt sich aus:

$$\nu_p = \frac{e}{2 \pi} \left(\frac{N_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}.$$

Die Wellenlängenverschiebung der Plasmasatelliten relativ zur Spektrallinie ist

dann gegeben durch:

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \Delta\nu = \lambda \frac{\Delta\nu}{\nu} = \lambda \frac{\nu_D}{\nu}$$

mit

$\Delta\lambda$: Verschiebung der Satelliten relativ zur Spektrallinie

λ : Wellenlänge der Spektrallinie

c : Lichtgeschwindigkeit

ν : Frequenz der Spektrallinie

Mit der in 3.5.1.1 bestimmten Ladungsträgerdichte von ca. $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ergibt dies eine untere Grenze für die Plasmafrequenz von $1,27 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$. Mit der Frequenz der Heliumlinie von $6,1 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ folgt daraus ein Wellenlängenabstand des nächsten Satelliten $\Delta\lambda$ von ca. 1 nm. Falls Satelliten auftreten sollten, so liegen diese außerhalb des bei der Auswertung verwendeten Linienprofils und brauchen daher bei der Auswertung des Linienprofils nicht berücksichtigt werden.

Das bedeutet, daß bei der Auswertung des Aufspaltungsbildes die Satellitenbildung aufgrund der Eigenschwingungen von Raumladungen nicht berücksichtigt werden muß.

Die gemessenen Linienprofile sind in ihrer Kontur von den in [16], [17], [18] gezeigten Profilen deutlich verschieden. Die Linienprofile haben bei den in dieser Arbeit gemachten Messungen keine glatte Kontur wie sie bei einem Linienprofil auftritt, das nur von den statistischen Mikrofeldern erzeugt wird.

Die Linienprofile, wie z.B. das in Abb. 46, weisen zusätzlich kleine Erhebungen auf, die in ihrer relativen Lage zueinander reproduzierbar in allen Aufnahmen des Brennflecks auftreten. Es kann daher ausgeschlossen werden, daß es sich bei diesen Strukturen um Rauschen handelt, das dem Profil überlagert ist.

Die Erhebungen wurden interpretiert als die durch das statische gerichtete elektrische Feld im Bogenansatz hervorgerufenen Aufspaltung der Heliumlinie in diskrete Komponenten

Das statische Feld wird in der kälteren Randschicht der Plasmasäule durch die statistischen Mikrofelder kaum gestört, da sich in diesem Bereich wesentlich weniger Ladungsträger befinden und sich somit dem "verschmierten" Aufspaltungsbild durch die statistischen Mikrofelder aus der Brennfleckmitte noch das Aufspaltungsbild durch das statische gerichtete Feld aus dem kälteren Randgebiet der Plasmasäule überlagert.

Zur Überprüfung dieser Annahme wurden die in dieser Arbeit gemessenen Aufspaltungsbilder mit der von Foster [12], [13] berechneten und teilweise gemessenen Aufspaltung der Linie in Abhängigkeit von der Feldstärke verglichen.

Foster benutzte zur Beobachtung des Stark — Effekts die Kanalstrahlmethode, bei der der Einfluß der statistischen Mikrofelder vernachlässigbar ist und sich deshalb eine diskrete Aufspaltung der Linien ergibt.

Die von Foster [12] berechneten relativen Intensitäten der einzelnen Übergänge in Abhängigkeit von der Feldstärke sind als senkrechte Linien an der Abszisse aufgetragen. Die ungestörte, d.h. feldfreie Linie ist gestrichelt dargestellt.

Unter dem in dieser Arbeit gemessenen Linienprofil ist im gleichen Wellenlängenmaßstab die von Foster theoretisch und teilweise experimentell ermittelte Aufspaltung der Linie in Abhängigkeit von der Feldstärke abgebildet.

Die Linie wird danach in 5 π -Komponenten und in 7 σ -Komponenten aufgespalten. Das Aufspaltungsbild der π -Komponenten unterscheidet sich von den σ -Komponenten lediglich darin, daß hier zwei Übergänge nicht auftreten.

Die Feldstärke läßt sich durch den Vergleich des gemessenen Aufspaltungsbildes mit dem von Foster erstellten Diagramm in Abb. 39 bestimmen. Sie lag bei den Kupfer- und Graphitelektroden zwischen 60 und 75 kV/cm. Das Heliumspektrum, das bei den Stahlelektroden gemessen wurde, wurde durch die starken Spektrallinien des Stahls größtenteils verdeckt, so daß keine Feldstärkebestimmung durchgeführt werden konnte.

3.4.1.3 *Stromdichtebestimmung im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode*

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke und der Stromdichte kann in diesem Bereich des Plasmas (s. Abb. 51) durch die Gleichung

$$E = \sigma(T) J \quad (Gl. 10)$$

beschrieben werden.

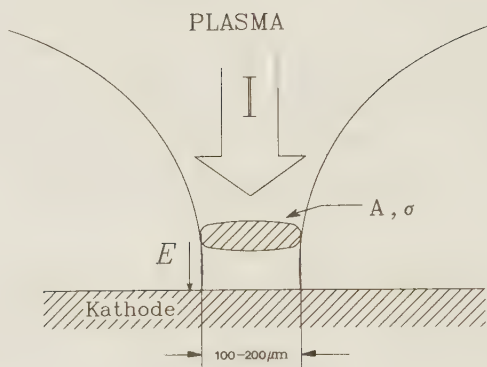


Abb. 51: Stromdichte $J = \sigma \cdot E$ im Bogenansatz

Daraus läßt sich bei Kenntnis der elektrischen Leitfähigkeit σ die Stromdichte J im kontahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode bestimmen.

Die elektrische Leitfähigkeit σ hängt im allgemeinen Fall von der Temperatur und der Elektronendichte ab und läßt sich mit der Langevin-Formel bestimmen.

$$\sigma = \frac{3}{8} e^2 \left[\frac{\pi}{2 m_e k T_e} \right]^{1/2} \frac{N_e}{N_i Q_{ei} + N_a Q_{ea}} \rho_\sigma \quad (\text{Gl. 11})$$

ρ_σ ist ein Korrekturfaktor in der Größenordnung von 1.

Der Coulomb-Querschnitt ist bestimmt durch:

$$Q_{ei} = \frac{\pi}{2} \frac{e^4}{(k T_e)^2 (4 \pi \epsilon_0)^2} \ln \Lambda$$

mit

$$\ln \Lambda = \ln \left[\frac{4kT_e}{(1.781 e)^2} 4\pi\epsilon_0\rho_D \right] - \frac{1}{2}$$

und dem Debye – Radius:

$$\rho_D = \left[\frac{\epsilon_0}{e^2 \frac{N_e}{T_e}} \right]^{1/2}$$

Für den elastischen Stoßquerschnitt thermischer Elektronen mit den He – Atomen gilt $Q_{ea} \leq 5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ [34]. Eine Abschätzung zeigte, daß unter den vorliegenden Bedingungen folgende Gleichung erfüllt ist:

$$Q_{ea}N_a \ll Q_{ei}N_e$$

Unter dieser Bedingung geht die Langevin – Formel in den von der Ladungsträgerdichte unabhängigen Ausdruck für das vollionisierte Plasma über (Spitzer – Formel):

$$\sigma = \frac{3}{8} e^2 \left[\frac{\pi}{2m_e k T_e} \right]^{1/2} \frac{1}{Q_{ei}} \rho_e \quad (\text{Gl. 12})$$

Dieser wurde schließlich für die Abschätzung der elektrischen Leitfähigkeit σ benutzt. Die aus dem Aufspaltungsbild der Heliumlinie in 3.5.1.1 ermittelte Elektronendichte N_e und die daraus mit Hilfe der Saha – Gleichung bestimmte Elektronentemperatur ergibt nach Gl. 12 für die elektrische Leitfähigkeit σ Werte zwischen $3,8 \cdot 10^3$ und $4,5 \cdot 10^3 \text{ Sm}^{-1}$.

Mit der in 3.5.1.2 bestimmten elektrischen Feldstärke von 60 bis 75 kVcm⁻¹ erhält man nach Gl. 10 Werte für die Stromdichte im Bogenansatz zwischen $2 \cdot 10^{10}$ und $3,5 \cdot 10^{10}$ Am⁻².

Dies ist in guter Übereinstimmung mit der aus den optischen Messungen in 3.3. zu 0,95 bis $3,8 \cdot 10^{10}$ Am⁻² bestimmten Stromdichte.

3.5.2 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den spektroskopischen Untersuchungen

Die Teilchendichte N_e wurde aus dem Spektrum der Stark – Aufspaltung der Heliumlinie bei 492,2 nm zu $1,7 \cdot 10^{22}$ bis $4,5 \cdot 10^{22}$ m⁻³ bestimmt.

Die Elektronentemperatur T_e im Bogenansatz wurde mit der Saha – Gleichung berechnet und ergab 17000 bis 18000 °K.

Die Stromdichte J im kontrahierten Bereich des Plasmas vor der Kathode wurde mit der spektroskopisch ermittelten Teilchendichte N_e und der statischen gerichteten Feldstärke E sowie mit der berechneten Elektronentemperatur T_e zu $2 \cdot 10^{10}$ bis $3,5 \cdot 10^{10}$ Am⁻² bestimmt.

Die aus den Kurzaufnahmen und den dazu simultan durchgeführten elektrischen Messungen bestimmte Stromdichte ergab Werte zwischen $0,95 \cdot 10^{10}$ und $3,8 \cdot 10^{10}$ Am⁻².

Das Bogenplasma setzt bei der Kommutierung vorzugsweise auf Oberflächenunregelmäßigkeiten wie Kanten, Mikrokratzer und niedergeschlagenem Kathodenmaterial an.

Es konnte nachgewiesen werden, daß dies die Ursache für die in 3.1 gemessenen kurzen Kommutierungszeiten unter $250 \mu\text{s}$ ist.

Bei langen Kommutierungszeiten hingegen findet das Bogenplasma auf der Kathodenoberfläche erst spät nach $400 \mu\text{s}$ und länger Bereiche mit günstigen Emissionsbedingungen.

Die Fußpunktzündung ereignet sich vermutlich beim Übergang von einer kontrahierten Glimmentladung in eine Bogenentladung, deren Durchmesser zum Zeitpunkt der Kommutierung zwischen 20 und $40 \mu\text{m}$ liegt.

Aus der optisch ermittelten Brennfleckgröße ergab sich eine Stromdichte im Bogenansatz von 10^{10} bis $3,8 \cdot 10^{10} \text{ Am}^{-2}$.

In diesem Bereich liegen auch die Stromdichten, die mit der spektroskopisch ermittelten Teilchendichte und der statischen gerichteten Feldstärke sowie der aus der Saha – Gleichung berechneten Elektronentemperatur, abgeschätzt wurden.

Sie betrug $2 \cdot 10^{10}$ bis $3,5 \cdot 10^{10} \text{ Am}^{-2}$ bei einer Elektronendichte N_e im Bogenansatz zwischen $1,7 \cdot 10^{22}$ und $4,5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, einer Elektronentemperatur T_e zwischen 17000 und 18000 °K und der aus dem Aufspaltungsbild der Heliumlinie bei $492,2 \text{ nm}$ abgeschätzten Feldstärke im Bogenansatz von 60 bis 75 kVcm^{-1} .

Die elektronenmikroskopischen Aufnahmen zeigten, daß sich zum Zeitpunkt der Fußpunktzündung bei Stahl, Kupfer und Graphit nur einer oder wenige Fußpunktkrater im Bogenansatz befinden.

Dabei kann die Stromdichte im Fußpunktkrater bei den in dieser Arbeit verwendeten Materialien über 10^{12} Am^{-2} betragen.

Die Austrittsarbeit hat einen großen Einfluß auf die Kommutierungszeit.

Messungen mit Magnesium und Cer, die mit Austrittsarbeiten von 3,6 eV ca. 1 eV bzw. mit 2,88 eV ca. 1,7 eV unter denen von Graphit, Kupfer und Stahl liegen, ergaben im Mittel erheblich kürzere Zündverzugszeiten.

Es konnte weiterhin festgestellt werden, daß sich bei Materialien gleicher Austrittsarbeit die Verläufe der Zündverzugszeiten nicht wesentlich voneinander unterscheiden und weitgehend abhängig sind von der Austrittsarbeit und der Oberflächengüte der Kathoden.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Fußpunktzündung durch hohe elektrische Felder vor der Kathode, die eine Elektronenfeldemission verursachen, eingeleitet wird. Dabei spielen thermische Emission und Photoemission keine Rolle.

In der Einleitung wurde darauf hingewiesen, daß die Schalterindustrie bestrebt ist, den Abbrand der Schaltkontakte möglichst gering zu halten, um dadurch eine Erhöhung der Lebensdauer oder der Schaltleistung der Schalter zu erreichen. Dies kann durch die schnelle Kommutierung des Lichtbogens auf Laufschienen erreicht werden.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse über das Kommutierungsverhalten des Lichtbogens führen zu folgenden Aussagen zur Verbesserung der Lichtbogenkommutierung in Niederspannungsschaltern.

Aufgerauhte Oberflächen der Lauelektroden führen zu einer Verkürzung der Zündverzugszeiten. Diese schwanken jedoch statistisch und sind wenig reproduzierbar. Es ist deshalb sinnvoll, Materialien mit niedrigen Austrittsarbeiten zu verwenden. Die Auswahl an Materialien mit niedrigen Austrittsarbeiten ist dabei nicht sehr groß, da die meisten teuer, giftig oder schlecht zu verarbeiten sind.

Magnesium führt aufgrund seiner niedrigen Austrittsarbeit zu erheblich kürzeren Kommutierungszeiten als sie mit Kupfer, Stahl oder Graphit erreicht wurden und stellt damit ein geeignetes Material für Laufschielen dar.

Dagegen ist man in der Laserindustrie bestrebt, die Einleitung einer Fußpunktzündung zu verhindern. Es sind deshalb Elektrodenmaterialien mit hoher Austrittsarbeit und Oberflächengüte zu verwenden.

Die Elektroden der Excimer – Laser werden teilweise mit Nickel beschichtet. Nickel hat eine relativ hohe Austrittsarbeit von 4,91 eV. Die Nickelschichten werden zwar nicht mit dem Ziel aufgetragen, die Fußpunktzündung zu verhindern, sie haben aber diesen zusätzlichen Effekt zur Folge und verzögern daher den Umschlag von der Hochdruckglimmentladung in eine Bogenentladung.

- [1] Burkhard, G. : Die Vorgänge an der Kathode eines Lichtbogens zwischen Metallelektroden und ihre theoretische und experimentelle Deutung, Dissertation, TH Ilmenau, 1971
- [2] Fowler, R. H. : Electron Emission in Intense Electric Fields, Proc. Roy. Soc., London, 119 (1928), S. 173
- [3] Sommerfeld, I. A., : Elektronentheorie der Metalle, Handbuch der
Bethe, M. der Physik, Bd. 24, Teil II, Springer – Verlag, 1933
- [4] Prock, J. : Zur Theorie der Kraterbildung auf Metallkathoden in Vakuumlichtbögen, Dissertation, München, 1986
- [5] Campbell, E., : The Oxidation of Metals, Trans. Electrochem.
Thomas, U. B. Soc., 91 (1947), p. 623
- [6] Krobsthain, K. : Eine neue Methode zur Bestimmung der Oxydationsgeschwindigkeit von Kupfer, AEG Mitteilung, 49 (1956), S. 143

- [7] Hantzsche, E., : Current Density in Arc Spots, Trans. Plasma
Jüttner, B. Sc., Vol. PS 13, pp. 230 – 235, 1985

- [8] Guile, A. E., : Arc Cathode Craters on Thin and Thick
Hitchcock, A. H. Oxide Films on Steel and Copper, Arch. f.
Elektrotechnik 60 (1978), pp. 17 – 26

- [9] Mesyats, G. A. : Concerning The Cyclicity of The Processes in
a Vacuum – Discharge Cathode Spot, ICPIG,
Düsseldorf, 1983, S. 279

- [10] Kesaev, I. G. : Sov. Phys. – Tech, Phys. 8, p. 457 (1963)

- [11] Lee, T. H. : T – F Theory of Electron Emission in High
Current Arcs, J. Appl. Phys., 30 (1959),
pp. 166 – 171

- [12] Foster, J. S. : Stark Patterns Observed in Helium, Roy. Soc.
Proc., A, Vol. 114, 1926, pp. 47 – 66

- [13] Foster, J. S. : Application of Quantum Mechanics to the
Stark Effect in Helium, Roy. Soc. Proc., A,
Vol. 117, 1927, pp. 137 – 163

- [14] Ecker, G. : Die Stabilisierung des Lichtbogens vor Anode
und Kathode, Z. Phys., Bd. 136 (1953),
S. 1 – 16

- [15] Drawin, H. W., : Data for Plasma in Local Thermodynamic
Felenbrock, D. Equilibrium, Gauthier — Villars, Paris, 1965

- [16] Diatta, C. S., : Measurement of Stark Broadening and
Czernichowski, A., Shift of the Helium I Line $\lambda = 4922 \text{ \AA}$ and
Chapelle, J. Its Forbidden Components, ICPIG (1975),
Part 1, pp. 367

- [17] Birkeland J. W., : Profiles of the He I 4471.5 — and 4922 — $\text{\AA}$
Bacon, M. E., Lines in a DC Arc, Phys. Rev., A, Vol. 3,
Braun, W. G. No. 1 (1971), pp. 354 — 358

- [18] Nelson, R. H., : Profiles of the He I 4471 And 4922 $\text{\AA}$ in a
Barnard, A. J. Pulsed Arc, J. Quant. Spectrsc. Radiat.
Transfer, Vol. 11 (1971), pp. 161 — 167

- [19] Wulff, H. : Die Linienprofile thermisch angeregter Heli-
umlinien, Z. Phys., Bd. 150 (1958),
S. 614 — 631

- [20] Morgan, D. V. : Switching Model of Arc Root Initiation on
Oxide — Coated Cold Cathodes, Electronics
Letters, Vol. 12 (1976), No. 18,
pp. 1454 — 1455

- [21] Guile, A. E., : Electroforming and Fritting in Surface Films
Morgan, D. V. on Contacts, Proc. IEE, Vol. 122 (1975),

- pp. 1454 – 1455
- [22] Guile, A. E., : Oxide Films on Arc Cathodes and Their
Hitchcock, A. H. Emission and Erosion, J. Physics. D: Appl.
Phys., Vol. 8 (1975)
- [23] Hitchcock, A. H., : Effect of Copper – Oxide Thickness on the
Guile, A. E. Number and Size of Arc – Cathode Emitting
Sites, Proc. IEE, Vol. 124 (1977), No. 5,
pp. 488 – 492
- [24] Guile, A. E., : Further Correlation of Experimental Data
Naylor, K. A. for Electric Arcs in Transverse Magnetic
Fields, Proc. IEE, Vol. 115 (1968), No. 9,
pp. 1349 – 1354
- [25] Guile, A. E. : Electrode Processes at Non Refractory Arc
Cathodes, ICPIG, Minsk 1981, Invited Lec-
tures, pp. 165 – 175
- [26] Athwal, C. S., : Field Induced Electron Emission from
Bayliss, K. H., Artificially Produced Carbon Sites on Broad –
Calder, R., Area Copper and Niobium Electrodes,
Latham, R. V. IEEE Trans. Plasma Sc. (1985), No. 5,
pp. 226 – 227
- [27] Kimblin, C. W. : Electrode Phenomena in Vacuum and in the
Transition to Atmospheric Pressure,

Phenomena in Ionized Gases, Minsk USSR,
1981, pp. 202 — 212

- [28] Bethe, H. : Quantenmechanik der Ein — und Zwei —
Elektronenprobleme, Handbuch der Physik,
Quantenmechanik, 2. Auflage, Bd. 24,
Springer Verlag, 1933
- [29] Gassmann, E. : Über die Bildung von Lichtbogenfußpunkten
bei der Berührung leitender Teile mit dem
Bogenplasma, XIII. Intern. Wiss. Koll. Th
Ilmenau, 1968, Votr. — Reihe "Elektrische
Apparate und Anlagen"
- [30] Dolan, W. W., : Temperature — and — Field Emission of
Dyke, W. P. Electrons from Metals, Phys. Rev., Vol. 95,
No. 2 (1954), pp. 327 — 332
- [31] Cobine, J. D., : Analysis of Electrode Phenomena in the High
Burger, E. E. — Current Arc, J. Appl. Phys., Vol. 26,
No. 7 (1955), pp. 895 — 900
- [32] Eidinger, A., : Das Verhalten des Lichtbogens im
Rieder, W. transversalen Magnetfeld (magnetische
Blasung), Arch. f. Elektrotechnik,
XLIII. Band, Heft 2 (1957), S. 94 — 114

- [33] Guile, A. E., : Emitting — Site Lifetimes, Currents and
Hitchcock, A. H., Current Densities on Arc Cathodes with
Stephens, G. W. 100 nm Thick Copper — Oxide Films, Proc.
IEE, Vol. 124, No. 3 (1977), pp. 273 — 276

- [34] Mitchner, M., : Partially Ionized Gases, New York 1973
Charles, H.,
Kruger, Jr.

- [35] Guile, A. E. : Arc — Electrode Phenomena, Proc. IEE,
Vol. 118, No. 9R (1971), pp. 1131 — 1154

- [36] Unger, G. : Verharrungszeit der Fußpunkte von
Gleichstromschaltlichtbögen und Abbrand bei
verschiedenen Kontaktwerkstoffen, ETZ,
Ausgabe A, Heft 2, 1967, S. 33 — 39

- [37] Djakow, B. E., : Mass Balance in Near — Cathode Plasma and
Lyubimov, G. A., Initiation of Quick — Moving Cathode Spots,
Rakhowsky, V. I. IEEE Trans. Plasma. Sc., Vol. PS — 12,
No. 2 (1984), pp. 150 — 153

- [38] Lindmayer, M., : Übergang zwischen Katodeneffekt- und Säulenlöschung bei Niederspannungslichtbögen, 5 th International Symposium on Switching Arc Phenomena, Lodz, Poland, 1985, S. 1 – 6
Reiman, N.
- [39] Rakhowsky, V. I. : Experimental Study of the Dynamics of Cathode Spots Development, IEEE Trans. Plasma Sc., Vol. PS – 4, No. 2 (1976), pp. 81 – 101
- [40] Kimblin, C. W. : Cathode Spot Erosion and Ionisation Phenomena in the Transition from Vacuum to Atmospheric Pressure Arcs, J. Appl. Phys., Vol. 45, No. 12 (1974), pp. 5235 – 5244
- [41] Rageh, M. S. I., : Initiation of Arc Cathode Emission in Cu_2O Films, Proc. IEE, Vol. 125, No. 1 (1978), pp. 81 – 84
Guile, A. E.,
Morgan, D. V.,
Hitchcock, A. H.
- [42] Rageh, M. S. I., : Charge Storage and Arc Cathode Root Initiation on Aluminium Oxide Films, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 8 (1975), pp. 434 – 437
Morgan, D. V.,
Guile, A. E.

- [43] Guile, A. E., : The Effect of Rotating Arc Velocity on
Hitchcock, A. H. Copper Cathode Erosion, J. Phys. D: Appl.
Phys., Vol. 7 (1974), pp. 597 – 605

- [44] Guile, A. E. : Stored Charges in Relatively Thin Oxide
Films, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 5 (1972),
pp. 1153 – 1156

- [45] Blix, E. D., : Column Control in the Magnetic Deflection of
Guile, A. E. a Short Arc, Brit. J. Appl. Phys.,
Vol. 16 (1965), pp. 857 – 864

- [46] Hancox, R. : Importance of Insulating Inclusions in Arc
Initiation, Brit. J. Appl. Phys.,
Vol. 11 (1960), pp. 468 – 471

- [47] Kingdon, K. H. : The Arc Cathode Spot and Its Relation to the
Diffusion of Ions within the Cathode Metal,
J. Appl. Phys., Vol. 36, No. 4 (1965),
pp. 1351 – 1360

- [48] Guile, A. E. : Model of Emitting Sites and Erosion on
Nonrefractory Arc Cathodes with Relatively
Thick Oxide Films, Proc. IEE,
Vol. 121 (1974), pp. 1594 – 1598

- [49] Guile, A. E., : Arc – Cathode Craters on Copper at High
Hitchcock, A. H. Currents and with Reduced Gas Pressures,
Proc. IEE, Vol. 125, No. 3 (1978),
pp. 251 – 256
- [50] Dearnaley, G., : Electrical Phenomena in Amorphous Oxide
Stoneham, A. M., Films, Rep. Prog. Phys., No. 33 (1970),
Morgan, D. V. pp. 1129 – 1191
- [51] Lindmayer, M. : Effect of Work Function and Ionisation
Potential on the Reignition Voltage of Arcs
between Ag/Metal Oxide Contacts, IEEE
Trans. Comp., Hybrids, and Manufacturing
Techn., Vol. CHMT – 4, No. 1 (1981),
pp. 70 – 75
- [52] Ecker, G., : Der Einfluß der individuellen Feldkomponente
Müller, V. G. auf die Elektronenemission der Metalle,
Z. Naturforschg. 14a, 1959, S. 511 – 520
- [53] Drouet, M. G. : Dynamic Measurements and a Simplified
Model of Cathode Erosion in a Moving Arc,
ICPIG, Eindhoven (1975), Part 1, p. 233
- [54] Mitterauer, J. : Cathode Erosion in Highly Transient Cold
Cathode Arc Spots, ICPIG,
Eindhoven (1975), Part 1, p. 248

- [55] Nyquist, H. : The Stark Effect in Helium and Neon, Phys. Rev., Vol. IX, Second Series, 1917, pp. 226 – 243
- [56] Diatta, C. S., : Stark Broadening and Displacement of Isolated He I Lines, Phys. Letters, Vol. 490, No. 6 (1974), pp. 450 – 452
- [57] Drawin, H.W., : Experimental Study of Stark – Broadening of the Allowed and Forbidden Transitions $2^3P - 4^3D$, 4^3F ($\lambda = 4471.5 \text{ \AA}$, $\lambda = 4470 \text{ \AA}$) in Neutral Helium, Z. Naturforsch. 29 a (1974), pp. 838 – 850
- [58] Burgess, D. D., : Experimental Studies of Helium Line Broadening in a Plasma: II. Low Electron Densities (Lines with Forbidden Components), J. Phys. B: Atom. Molec. Symbols., 1971, Vol. 4, pp. 134 – 1376
- [59] Diatta, C. S., : Measurement of Stark Broadening and Shift of the Helium I Line $\lambda = 4471.5 \text{ \AA}$ and its Forbidden Component $\lambda = 4470 \text{ \AA}$ for Electron Densities $7 \cdot 10^{14} < N_e [\text{cm}^{-3}] < 3 \cdot 10^{16}$, Z. Naturforsch. 30a (1975), pp. 900 – 903
- [60] Diatta, C. S., : Stark Broadening and Displacement of Isolated He I Lines, Phys. Letters, Vol. 490, No. 6 (1974), pp. 450 – 452

- [60] Fleurier, C., : Study of Ion Dynamics Effects at Low
Coulaud, G. Electron Densities on the Lines He I 447.1
and 492.2 nm, Physica 100C (1980),
pp. 127 – 134

- [61] Diatta, C. S., : Stark Broadening and Displacement of
Fleurier, C., Isolated He I Lines, Phys. Let., Vol. 49a
Chapelle, J., (1974), No. 6, pp. 450 – 452
Sahal, S.

- [62] Griem, H. R. : Plasma Spectroscopy, McGraw – Hill, 1964

- [63] Herdt, K.D. : Ermittlung von Approximationskurven mit
Hilfe eines Monte – Carlo – Verfahrens, CAL,
Heft 5/85, S. 211 – 2169

- [64] Waymouth, J.F. : Electric Discharge Lamps, The M.I.T. Press,
1971, pp. 97 – 102

- [65] Piel, A., : Experimental Study of Ion Dynamic Effects in
Richter, H. Overlapping Helium Lines at Low Densities,
Z. Naturforsch. 38 a, pp. 37 – 46, (1983)

- [66] Richter, H., : Variation of the Ion Dynamics Parameters in
Piel, A. Stark – Broadened Helium Lines, J. Quant.
Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 33, No. 6,
pp. 615 – 626, 1985

- [67] Ostrovsky, Yu. I., : Interferometry by Holography, Springer
Butusow, M. M., Verlag, 1980, pp. 142 – 147
Ostrovskaya, G. V.
- [68] Hausmann, H. L. : Messung der Transportkoeffizienten von
Fluorgas im Temperaturbereich thermischer
Dissoziation und beginnender Ionisation,
Dissertation, Bochum 1987, S. 93 – 98
- [69] Kohlrausch, F. : Praktische Physik, Band 2, B.G. Teubner
Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1962
- [70] American Institute : Handbook, McGraw – Hill, 1972
of Physics
- [71] Klein, M. : Einführung in die DIN – Normen, 6. Auflage,
B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart
1970
- [72] Ringsdorff – Werke : Datenblatt für Spektralkohlen RW0 ... RWIV
Dortmund
- [73] Krahn, K. – H. : Bifilare, helische Elektrodenanordnung für
transversal angeregte, transiente Gaslaser,
Dissertation, Karlsruhe 1981

- [74] Wiegart, N. J., : On the Relevance of Molecular Lines for the
Lins, G. A. W., Measurement of High Frequency Stark Effect
Kunze, H. - J. in Helium, SFB - Report Plasmaphysik,
Bochum - Jülich, 79 - M1 - 056, Mai 1979
- [75] Maecker, H. : Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge
eigenmagnetischer Kompression, Z. Phys.,
Bd. 141 (1955), S. 198 - 216

27.01.56	geboren in Bogor/Indonesien
1957	Rückkehr nach Deutschland
1958	Umzug nach Holland
1962	Rückkehr nach Deutschland
	Beendigung der Volksschule und Wechsel auf das Lichtenberg-Gymnasium in Darmstadt
1975	Erlangung des Reifezeugnisses am Märkischen Gymnasium in Schwelm
1975 – 1976	Grundwehrdienst
1976 – 1983	Studium im Fach Elektrotechnik an der Ruhr-Universität Bochum (RUB) und Abschluß als Diplom – Ingenieur
1983 – 1984	Mitarbeiter in einem EDV – Betrieb
1984 – 1988	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik an der RUB

